
Laseroptische Analyse der zyklischen Schwankungen in einem Transparentmotor

Laser diagnostics of cycle-to-cycle variations in an optically accessible engine

Dissertation von Martin Buschbeck

April 2013



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Angewandte Physik
Nichtlineare Optik und Quantenoptik

Laseroptische Analyse der zyklischen Schwankungen in einem Transparentmotor

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation
von M.Sc. Martin Buschbeck
aus Hanau

Referent: Prof. Dr. Thomas Halfmann
Korreferent: Prof. Dr. Andreas Dreizler

Tag der Einreichung: 14.12.2012

Tag der Prüfung: 11.02.2013

Darmstadt 2013

D17

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	iii
Einleitung	1
1 Grundlagen innermotorischer Prozesse	3
1.1 Ottomotorische Grundlagen	3
1.2 Brennraumströmung	5
1.3 Ottomotorische Verbrennung	7
1.4 Aufbau des Transparentmotors	13
2 Analyse des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses	15
2.1 Analyse des lokalen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses	17
2.1.1 Grundlagen der Laserzündung und LIBS	17
2.1.2 Aufbau und Funktionsweise des faseroptischen Sensors	21
2.1.3 Ergebnisse und Diskussion	26
2.2 2D-Analyse des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses	30
2.2.1 Grundlagen der laserinduzierten Fluoreszenz	30
2.2.2 Aufbau und Funktionsweise von simultanem LIF-LIBS	33
2.2.3 Ergebnisse und Diskussion	36
2.3 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	41
3 Analyse der Brennraumströmung	42
3.1 Grundlagen der Particle Image Velocimetry	43
3.2 Experimenteller Aufbau	49
3.3 Ergebnisse und Diskussion	51
3.3.1 Charakterisierung der Brennraumströmung	52
3.3.2 Zyklische Schwankungen der Brennraumströmung	61
3.3.3 Einfluss der Brennraumströmung auf die Verbrennung	65
3.3.4 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	79
4 Mehrortzündung mittels Laserstrahlung	80
4.1 Experimenteller Aufbau	81
4.2 Ergebnisse und Diskussion	83
4.2.1 Magerbetrieb	86
4.2.2 Abgasrückführung	92
4.2.3 Klopfverhalten	95
4.2.4 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	97

Zusammenfassung und Ausblick	98
Anhang	101
A Übersicht Parametervariationen	101
B Charakterisierung weiterer Zündsysteme	103
Literaturverzeichnis	107
Abstract	115
Publikationen und Tagungsbeiträge	117
Lebenslauf	119
Danksagung	121

Abkürzungsverzeichnis

AGR	Abgasrückführung
AV	Auslassventil
BDE	Benzindirekteinspritzung
CCD	Charge-Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
COV	Variationskoeffizient (Coefficient of Variation)
DI	Direkteinspritzung (Direct Injection)
EV	Einlassventil
FARLIF	Fuel-Air-Ratio-LIF
HDEV	Hochdruckeinspritzventil
HS-PIV	Hochgeschwindigkeits-Particle Image Velocimetry
KW	Kurbelwinkel
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LIBS	Laser Induced Breakdown Spectroscopy
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LIPS	Laser Induced Plasma Spectroscopy
LIS	Laser Ignition System
MFB	Mass Fraction Burned
μ PIV	Micro Particle Image Velocimetry
NEFZ	Neuer Europäischer Fahrzyklus
NIR	Nahes Infrarot
OT	Oberer Totpunkt
PIV	Particle Image Velocimetry
PMT	Photomultiplier Tube
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PTV	Particle Tracking Velocimetry
RET	Rotationsenergietransfer
SIBS	Spark Induced Breakdown Spectroscopy

Abkürzungsverzeichnis

SRE	Saugrohreinspritzung
UT	Unterer Totpunkt
UV	Ultraviolett
VET	Vibrationsenergietransfer
ZK	Zündkerze
ZOT	Zünd-Oberer-Totpunkt
ZZP	Zündzeitpunkt
° KW n. ZOT	Grad Kurbelwinkel nach Zünd-Oberer-Totpunkt

Einleitung

Der Verbrennungsmotor bildet seit langer Zeit den Grundstein des Individualverkehrs und wird voraussichtlich noch für viele Jahre als Antriebsquelle im Kraftfahrzeug vorhanden sein [1]. Dennoch besteht aufgrund von strenger werdenden Abgasgesetzgebungen und steigender Kraftfahrzeugdichte die Notwendigkeit, die Schadstoffemissionen von Verbrennungsmotoren zu reduzieren und den Wirkungsgrad zu erhöhen [2]. Zur Ausnutzung der noch vorhandenen Potenziale ist ein vertieftes Verständnis der im Brennraum ablaufenden Prozesse notwendig. Hierzu werden seit einigen Jahren laseroptische Messverfahren an optisch zugänglichen Motoren eingesetzt [3, 4].

In Ottomotoren treten Fluktuationen im Verbrennungsprozess von Motorzyklus zu Motorzyklus auf. Diese werden als zyklische Schwankungen bezeichnet und beeinträchtigen die Laufruhe und den Wirkungsgrad des Motors [5]. Potenzielle Ursachen der zyklischen Schwankungen liegen insbesondere in Fluktuationen des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses am Zündort und Schwankungen in der Brennraumströmung. Im Rahmen dieser Arbeit werden diese Parameter mithilfe laseroptischer Messtechniken in einem Transparentmotor untersucht und deren Einfluss auf den Verbrennungsprozess bewertet.

In Kapitel 1 werden die Grundlagen innermotorischer Prozesse behandelt. Hierbei wird zunächst die Funktionsweise des Ottomotors skizziert. Anschließend werden die Grundlagen der Brennraumströmung und des Verbrennungsprozesses erläutert. Zudem werden verschiedene ottomotorische Brennverfahren diskutiert und auf das Problem der zyklischen Schwankungen eingegangen. Abschließend wird der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Transparentmotor vorgestellt.

In Kapitel 2 wird das Luft-Kraftstoff-Verhältnis (λ) im Brennraum untersucht. Hierzu wird die laserinduzierte Plasmaspektroskopie (LIBS) verwendet. LIBS ist in vielen Bereichen der Wissenschaft und Technik eine weit verbreitete Messtechnik [6]. Zur λ -Bestimmung in Verbrennungsmotoren wurde LIBS jedoch nur vereinzelt angewendet [7, 8]. Im Rahmen dieser Arbeit wird LIBS zur simultanen Zündung und lokalen λ -Quantifizierung am Zündort eingesetzt. Es wird gezeigt, dass LIBS eine geeignete Messtechnik zur punktuellen λ -Bestimmung in Verbrennungsmotoren ist. Anschließend werden die zyklischen Schwankungen des lokalen λ in Abhängigkeit von der Einspritzstrategie analysiert. Hierbei werden insbesondere für die Benzindirekteinspritzung signifikante λ -Fluktuationen von Zyklus zu Zyklus beobachtet. Der Vergleich mit dem Zylinderdruckverlauf zeigt jedoch, dass diese Fluktuationen einen untergeordneten Einfluss auf den Verbren-

nungsprozess haben. In einem weiteren experimentellen Aufbau wird die laser-induzierte Fluoreszenz (LIF) simultan zur LIBS-Messung detektiert. Mithilfe der LIF können zweidimensionale Kraftstoffverteilungen im Brennraum visualisiert werden [9]. Allgemein ist eine Quantifizierung der LIF-Bilder allerdings schwierig. Eine Möglichkeit besteht z.B. darin, die LIF-Bilder mittels einer weiteren Messtechnik abzugleichen [10]. Im Rahmen dieser Arbeit werden die LIF-Daten mithilfe der quantitativen LIBS-Messung kalibriert und das zweidimensionale Luft-Kraftstoff-Verhältnis in Abhängigkeit von der Einspritzstrategie analysiert.

Die Untersuchung der Brennraumströmung wird in Kapitel 3 vorgestellt. Als optische Messtechnik wird die Hochgeschwindigkeits Particle Image Velocimetry (HS-PIV) eingesetzt und somit die zyklus aufgelöste Messung der Brennraumströmung ermöglicht. Die Verwendung von flüssigen Tröpfchen als Tracer ist bei der PIV weit verbreitet [11, 12]. Flüssige Tracer verdunsten jedoch bei höheren Temperaturen und schränken somit den Anwendungsbereich der PIV ein. Die Verwendung von Feststoffpartikeln löst dieses Problem. Allerdings weisen viele Feststoffe ein abrasives Verhalten auf und sind somit für motorische Anwendungen schlecht geeignet. Daher sind nur wenige Studien mit Feststofftracern dokumentiert [13]. Auch wurde in den meisten Arbeiten der Motor lediglich geschleppt betrieben. Untersuchungen im gefeuerten Motorbetrieb existieren hingegen nur vereinzelt [12, 14, 15]. Im Rahmen dieser Arbeit wird gezeigt, dass Graphitpartikel als Feststofftracer für motorische Anwendungen sehr gut geeignet sind. Zudem werden Messungen im gefeuerten Motorbetrieb durchgeführt und der Einfluss der Brennraumströmung auf den Verbrennungsprozess analysiert. Zusätzlich wird in einem modifizierten Versuchsaufbau das Flammeneigenleuchten simultan zum Strömungsfeld aufgezeichnet. Hierbei zeigen die Ergebnisse, dass die Brennraumströmung die maßgebliche Ursache für die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung ist.

Zur Reduzierung der zyklischen Schwankungen wird in Kapitel 4 ein Mehrortzündkonzept realisiert. Die Verwendung von mehreren Zündorten ist bereits seit Langem ein bekanntes Verfahren. Sie stellt allerdings in Serienmotoren eine Besonderheit dar [16, 17]. Durch die Erzeugung von multiplen Zündorten werden die Flammenwege verkürzt und somit die Brenndauer reduziert. Meist limitieren jedoch konstruktive Randbedingungen die Anzahl und Position der verschiedenen Zündkerzen. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Mehrortzündung mithilfe der Laserzündung realisiert. Hierdurch entstehen große Freiheitsgrade in Bezug auf die Auslegung der Zündorte und es können bis zu drei Zündorte nahezu beliebig im Brennraum positioniert werden. Anschließend wird der Einfluss der Mehrortzündung auf die motorische Verbrennung untersucht. Es wird gezeigt, dass mithilfe der Mehrortzündung die zyklischen Schwankungen signifikant reduziert und die Laufgrenzen des Motors ausgeweitet werden können. Das somit realisierbare Magerkonzept wird daraufhin in Bezug auf Kraftstoffverbrauch und Schadstoffemissionen bewertet. Abschließend wird der Effekt der Mehrortzündung auf das Klopfverhalten des Motors analysiert.

1 Grundlagen innermotorischer Prozesse

Im folgenden Kapitel wird auf die Grundlagen der innermotorischen Prozesse eingegangen. In Abschnitt 1.1 werden das Prinzip des Ottomotors erläutert und wichtige motorische Kenngrößen eingeführt. Anschließend werden in Abschnitt 1.2 die Grundlagen der Brennraumströmung behandelt. In Abschnitt 1.3 wird auf den Verbrennungsprozess eingegangen und verschiedene Brennverfahren diskutiert. Abschließend wird der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Transparentmotor vorgestellt (Abschnitt 1.4). Ausführliche Informationen zu motorischen Grundlagen können z.B. aus [5, 18, 19] entnommen werden.

1.1 Ottomotorische Grundlagen

Ottomotoren können als Zwei- oder Viertaktmotoren ausgeführt werden. Der Viertaktmotor ist die gebräuchlichere Bauform und wird im Rahmen dieser Arbeit behandelt. Ein Motorzyklus (auch Arbeitsspiel genannt) setzt sich hierbei aus den vier Takten Ansaug-, Kompression-, Expansion- und Ausstoßtakt zusammen (siehe Abbildung 1.1). Im Ansaugtakt wird der Brennraum mit frischer Luft gefüllt. Der Kolben bewegt sich vom oberen Totpunkt (OT) nach unten, wodurch Luft durch die geöffneten Einlassventile (EV) in den Brennraum gesaugt wird. Hat der Kolben den unteren Totpunkt (UT) erreicht, schließen die Einlassventile und der Ansaugtakt ist beendet. Der Kraftstoff wird üblicherweise ebenfalls während des Ansaugtaktes in den Brennraum eingebracht. Hierzu kann der Kraftstoff entweder in das Saugrohr (Saugrohreinspritzung) oder direkt in den Brennraum eingespritzt werden (Benzindirekteinspritzung). Im Kompressionstakt wird das Luft-Kraftstoff-Gemisch durch die Aufwärtsbewegung des Kolbens komprimiert, wodurch es zu einem Druck- und Temperaturanstieg im Brennraum kommt. Die Zündung des Kraftstoffs erfolgt typischerweise gegen Ende des Kompressionstaktes. Daher wird der anschließende obere Totpunkt auch als Zünd-OT (ZOT) bezeichnet. Der Großteil der Verbrennung findet zu Beginn des darauf folgenden Expansionstaktes statt. Aufgrund der Verbrennung kommt es zu einem starken Druckanstieg im Zylinder, sodass bei der Abwärtsbewegung des Kolbens Arbeit verrichtet wird. Daher wird dieser Takt auch als Arbeitstakt bezeichnet. Im abschließenden Ausstoßtakt bewegt sich der Kolben von UT nach OT. Die Auslassventile (AV) werden geöffnet und das verbrannte Luft-Kraftstoff-Gemisch wird aus dem Brennraum geschoben. Anschließend wird der Brennraum erneut mit frischer Luft gefüllt und der Motorzyklus beginnt von Neuem.

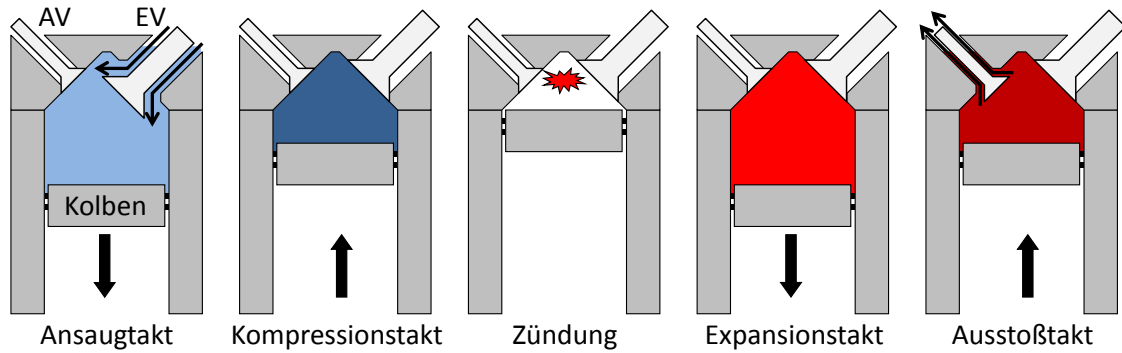


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der vier Takte eines Motorzyklus [20].

In Abbildung 1.2 ist der Verlauf des Zylinderinnendrucks über der Position der Kurbelwelle nach Zünd-OT ($^{\circ}$ KW n. ZOT) für ein komplettes Arbeitsspiel dargestellt. Der Druckverlauf für den geschleppten¹ Motorbetrieb ist schwarz gestrichelt dargestellt und der Druckverlauf für den gefeuerten Betrieb ist blau abgebildet. Zudem sind die Zeitfenster der vier Motortakte und der Verbrennung eingezeichnet. Im geschleppten Betrieb ist ein Anstieg des Zylinderdrucks am Ende der Kompression zu erkennen. Der Druck erreicht bei ZOT seinen höchsten Wert und fällt in der anschließenden Expansion wieder ab. Im Ansaug- und Ausstoßtakt entspricht der Zylinderdruck näherungsweise dem Druck im Saugrohr bzw. Auslasskanal. Der Druckverlauf im gefeuerten Betrieb unterscheidet sich vom geschleppten Betrieb in erster Linie im Expansionstakt. Da aufgrund der Verbrennung Wärme freigesetzt wird, ist das Druckniveau während der Expansion wesentlich höher. Zudem wird der Zündzeitpunkt so eingestellt, dass der maximale Zylinderdruck erst nach ZOT auftritt.

Aus dem Druckverlauf lassen sich verschiedene motorische Kenngrößen bestimmen. Ein Merkmal für die geleistete Arbeit ist der indizierte Mitteldruck $p_{m,i}$ [19]. Dieser ist definiert als

$$p_{m,i} = \frac{W_{KA}}{V_h} = \oint p \cdot \frac{dV_B}{V_h} . \quad (1.1)$$

Das Ringintegral wird hierbei über das gesamte Arbeitsspiel berechnet. Die Parameter V_h und V_B sind das Hub- bzw. Brennraumvolumen und die Größe W_{KA} entspricht der pro Arbeitsspiel geleisteten Arbeit.

Durch eine thermodynamische Analyse des Zylinderdrucks lässt sich der Brennverlauf $dQ/d\alpha$ ($\alpha \hat{=}$ $^{\circ}$ Kurbelwinkel) und aus diesem der Verlauf der Kraftstoffumsatzrate $dm/d\alpha$ bestimmen. Der Zeitpunkt zu dem 50 % des Kraftstoffs umgesetzt sind wird als MFB50 (*engl. mass fraction burned*) bzw. Umsatzschwerpunkt bezeichnet. Typischerweise wird der Motor so betrieben, dass der Umsatzschwerpunkt mit optimalem Kraftstoffverbrauch erreicht wird ($MFB50 \approx 12^{\circ}$ KW n. ZOT). Die Dauer zwischen Zündung und MFB50 stellt hierbei ein Maß für die Geschwindigkeit der Verbrennung dar. Zudem werden durch die Zeitpunkte MFB5 und MFB90 der Beginn und das Ende der Verbrennung gekennzeichnet. Umfassende Informationen zur Druckverlaufsanalyse können aus [5, 18, 19] entnommen werden.

¹Motor wird von außen angetrieben. Es findet keine Verbrennung statt.

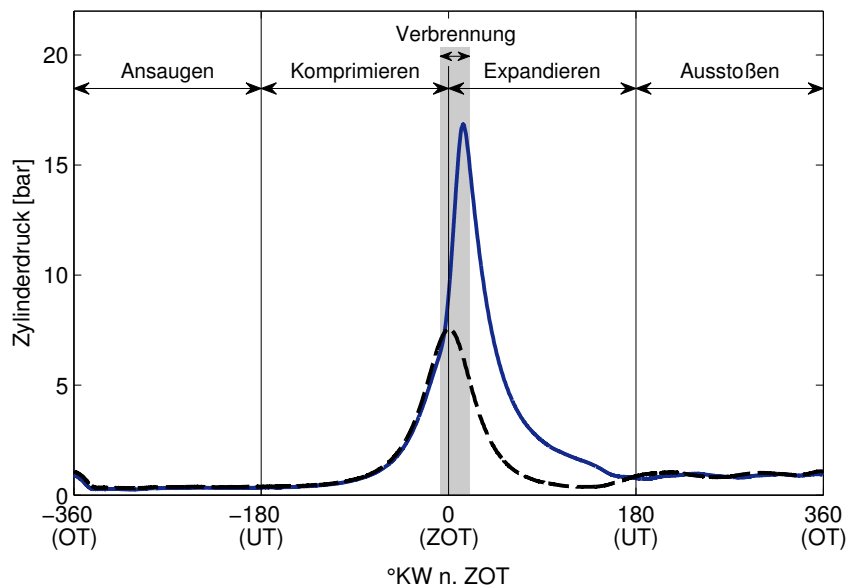


Abbildung 1.2: Zylinderdruck im gefeuerten (blau) und geschleppten (schwarz gestrichelt) Motorbetrieb als Funktion der Kurbelwellenposition.

1.2 Brennraumströmung

Die Brennraumströmung (auch Ladungsbewegung genannt) besitzt einen signifikanten Einfluss auf die innermotorischen Prozesse. Wird keine spezielle Brennraumströmung erzeugt, so bezeichnet man dieses als neutrale Ladungsbewegung. Prinzipiell treten zwei weitere Typen der Ladungsbewegung in Verbrennungsmotoren auf. In beiden Fällen ist das Strömungsfeld durch eine großskalige Wirbelstruktur charakterisiert. Die Ladungsbewegungen unterscheiden sich jedoch in der Lage ihrer Rotationsachse. Die Rotation um die Zylinderhochachse wird als Drall- und die Rotation um die Zylinderquerachse als Tumble-Strömung bezeichnet. In Abbildung 1.3 sind beide Ladungsbewegungen schematisch skizziert. Die Brennraumströmung wird hauptsächlich durch die Geometrie des Einlasskanals beeinflusst. Die Ausbildung einer Drall-Strömung erfolgt durch eine asymmetrische Einströmung der Einlassluft und kommt insbesondere bei Dieselmotoren zum Einsatz. Eine Tumble-Bewegung kann durch Verschließen des unteren Bereichs des Saugrohres generiert werden. Hierdurch wird der obere Ventilsplattbereich vermehrt angeströmt und somit die Frischluft am Brennraumdach entlanggeführt. Tumble-Strömungen sind bei modernen Ottomotoren weit verbreitet. Auch im Rahmen dieser Arbeit wird eine Tumble-Strömung untersucht.

Neben der großskaligen Wirbelstruktur enthält die Brennraumströmung ebenfalls eine Vielfalt kleinerer Wirbelstrukturen. Im Idealfall einer voll ausgebildeten turbulenten Strömung existiert ein kontinuierliches Spektrum an Größenskalen von Wirbeln. Das Spektrum kann hierbei in drei Bereiche unterteilt werden. Der erste Bereich wird als Energiebereich bezeichnet und enthält die größten Wirbelstrukturen. Die Größe der Wirbel ist dabei über die geometrische Abmessung

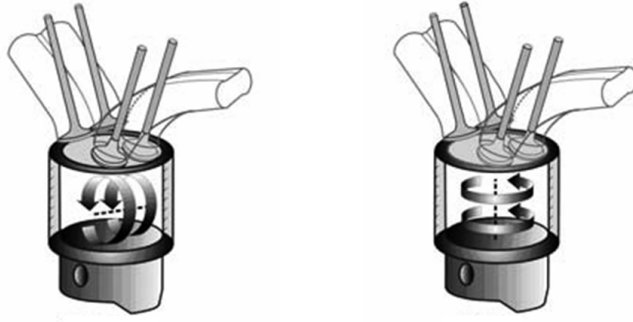


Abbildung 1.3: Prinzipielle Formen der Zylinderinnenströmung. Tumble (links) und Drall (rechts) [21].

des Brennraums L definiert. In diesem Skalenbereich wird dem Strömungsfeld von außen Energie zugeführt. Im weiteren Verlauf brechen die großskaligen Wirbel auf und zerfallen kaskadenartig in immer kleinere Strukturen. Dieser Bereich wird als Inertialbereich bezeichnet und es findet ein Energietransport von großen zu kleinen Skalen statt. Die spektrale Energieverteilung im Inertialbereich ist lediglich von der Wellenzahl k (Anzahl der Wirbel pro Längeneinheit) abhängig und es gilt [22]

$$E(k) \sim k^{-5/3}. \quad (1.2)$$

Der Transfer kinetischer Energie von großen zu kleinen Skalen findet so lange statt, bis die kleinen Skalen letztendlich in Wärme dissipieren. Dieser Bereich wird als Dissipationsbereich bezeichnet. Die charakteristische Länge der kleinsten Wirbelstrukturen wird Kolmogorov-Länge η genannt und ist als

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (1.3)$$

definiert [22]. Hierbei ist ν die kinematische Viskosität und ϵ die mittlere Dissipationsrate. Für innermotorische Strömungen liegt die Kolmogorov-Länge in der Größenordnung von $\eta = 10 - 100 \mu\text{m}$ [23, 24]. Die oben beschriebenen Mechanismen werden als Energiekaskade bezeichnet und sind in Abbildung 1.4 schematisch dargestellt. Die Energie des Strömungsfeldes ist hierbei in Abhängigkeit von der Wellenzahl in doppelt logarithmischer Darstellung aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die maximale Energie bei kleinen Wellenzahlen (L^{-1}) auftritt. Die Energie sinkt im Inertialbereich zu großen Wellenzahlen hin ab, bis sie im Dissipationsbereich (η^{-1}) vollständig abfällt. Eine experimentelle Bestimmung der Energiekaskade der Brennraumströmung kann in [23, 25] gefunden werden.

Die Trennung der kleinskaligen Fluktuationen (auch Turbulenz genannt) von der großskaligen Wirbelstruktur ist von besonderem Interesse. Hierzu kann die Reynolds-Zerlegung angewendet werden [26]. Bei dieser wird das Strömungsfeld u in einen mittleren Anteil \bar{u} und einen fluktuierenden Anteil u' zerlegt.

$$u = \bar{u} + u' \quad (1.4)$$

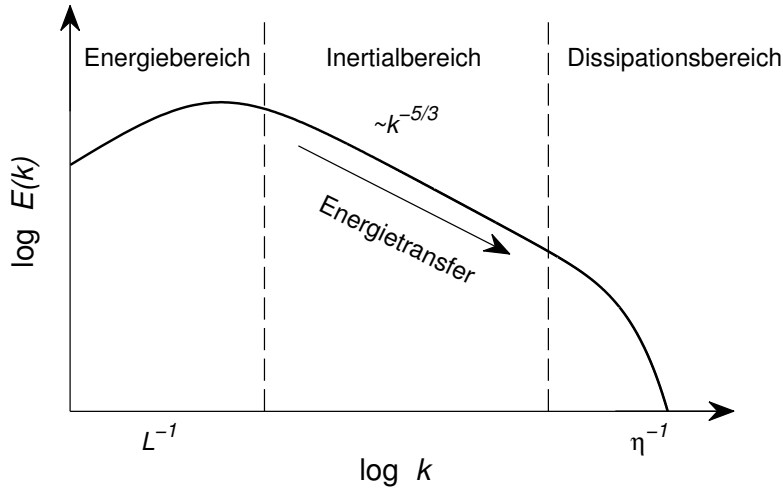


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Energiekaskade nach [22].

Da es sich bei motorischen Anwendungen um einen periodischen Prozess handelt, wird für den mittleren Anteil \bar{u} üblicherweise das Ensemblemittel verwendet. Hierzu werden Vektorfelder aus mehreren Motorzyklen zu fester Phase ($^\circ\text{KW}$) gemittelt. Wird das Ensemblemittel \bar{u} von dem Strömungsfeld u subtrahiert, so erhält man die turbulenten Fluktuationen u' . Bei innermotorischen Strömungen enthält der Term u' neben den kleinskaligen Fluktuationen jedoch auch Anteile großskaliger Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen des Strömungsfeldes. Dieses führt zu einer Überbewertung der Turbulenz. Daher hat sich eine weitere Zerlegung von u' in einen kleinskaligen turbulenten Anteil u'_t und einen Anteil großskaliger zyklischer Schwankungen u'_z etabliert. Dieses Vorgehen wird als angepasste oder dreifache Zerlegung bezeichnet [5]

$$u = \bar{u} + u'_t + u'_z. \quad (1.5)$$

Über die Art und Weise zur Trennung von u'_t und u'_z besteht jedoch kein eindeutiger Konsens. Eine Möglichkeit stellt eine Hoch- bzw. Tiefpassfilterung dar [27,28]. Hierbei wird das Ergebnis allerdings stark durch die benutzerdefinierte Grenzfrequenz beeinflusst. Des Weiteren ist die POD (*proper orthogonal decomposition*) ein vielversprechender Ansatz zur Trennung der kleinskaligen Strukturen von den großskaligen zyklischen Schwankungen. Allerdings muss auch bei der POD ein Grenzwert zur Trennung der Strukturen definiert werden [29–31].

1.3 Ottomotorische Verbrennung

Im Ottomotor wird die Verbrennung durch externe Energiezufuhr mittels eines Zündsystems gestartet. Anschließend breitet sich im Idealfall die Flammenfront vom Zündort isotrop in den Brennraum aus. Ein wichtiger Parameter der Verbrennung ist die Luftzahl λ . Diese ist definiert als das Verhältnis zwischen Luftmasse m_L und Kraftstoffmasse m_K , normiert auf den stöchiometrischen Luftbedarf L_{st} .

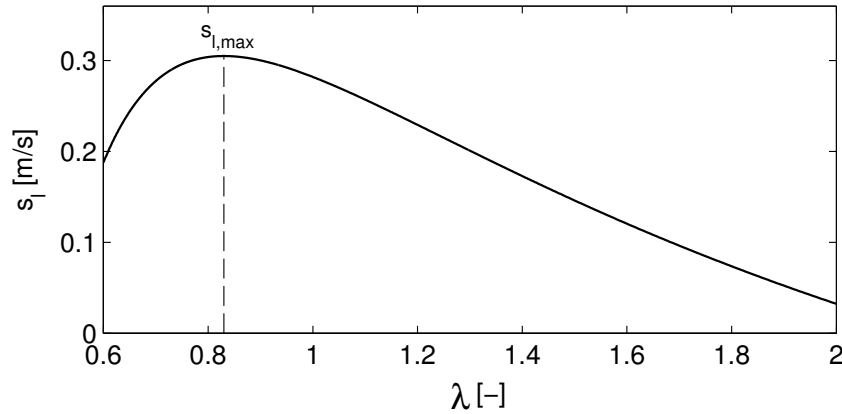


Abbildung 1.5: Laminare Flammengeschwindigkeit s_l als Funktion der Luftzahl λ für $T = 300\text{ K}$ und $p = 1\text{ bar}$ nach [32].

$$\lambda = \frac{m_L}{m_K L_{st}} \quad (1.6)$$

Für $\lambda = 1$ spricht man von einer stöchiometrischen Verbrennung. Bei $\lambda < 1$ handelt es sich um eine fette (Luftmangel) bzw. bei $\lambda > 1$ um eine magere Verbrennung (Luftüberschuss). Der Parameter λ ist für die motorische Verbrennung von großer Bedeutung, da er entscheidenden Einfluss auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront und die Schadstoffemissionen hat. Diese Einflüsse werden im Folgenden kurz skizziert.

Die Flammenausbreitung in einem ideal vorgemischten Luft-Kraftstoff-Gemisch kann in laminare und turbulente Flammenausbreitung unterteilt werden. Die laminare Flammenausbreitung beschreibt eine dünne Flammenfront in ruhendem Gemisch [18]. Nach Metghalchi und Keck [32] kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme in Abhängigkeit von der Temperatur T , dem Druck p und der Luftzahl λ beschrieben werden. In Abbildung 1.5 ist die laminare Flammengeschwindigkeit s_l gegen die Luftzahl λ aufgetragen. Die Abschätzung wurde für Referenzbedingungen mit $T = 300\text{ K}$ und $p = 1\text{ bar}$ durchgeführt. Es ist zu erkennen, dass die maximale Flammengeschwindigkeit bei leicht fettem Gemisch ($\lambda \approx 0,8$) auftritt und bei $s_{l,max} \approx 0,3\text{ m/s}$ liegt. Für magere und fettere Gemische ist ein monotoner Abfall der Geschwindigkeit zu beobachten. Hierbei ist bei $\lambda = 1,5$ die Flammengeschwindigkeit auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgesunken.

Wie bereits diskutiert, ist das Strömungsfeld im Brennraum nicht laminar, sondern es existiert eine Vielzahl kleinskaliger turbulenter Wirbelstrukturen. Daher liegt eine turbulente Flammenausbreitung vor. Hierbei interagieren die turbulenten Wirbelstrukturen mit der Flamme und führen zu einer gefalteten (laminaren) Flammenfront (*engl. flame-wrinkling*). Die Faltung der Flammenfront bewirkt eine Vergrößerung ihrer Oberfläche, was effektiv zur Erhöhung der Brenngeschwindigkeit beiträgt. Die turbulente Flammengeschwindigkeit s_t kann daher über die Gesamtfläche der gefalteten laminaren Flammenfront A_l , die Fläche der (mittleren) turbulenten Flammenfront A_t und die laminare Flammengeschwindigkeit s_l abgeschätzt werden [33].

$$s_t = s_l \frac{A_l}{A_t} \quad (1.7)$$

Die turbulente Flammengeschwindigkeit ist der Grund dafür, dass Ottomotoren über einen großen Drehzahlbereich betrieben werden können. Mit ansteigender Drehzahl nimmt das Turbulenzniveau im Brennraum zu, sodass die Flammengeschwindigkeit ansteigt. Daher kann trotz der kürzeren zur Verfügung stehenden Zeit der Kraftstoff auch bei hohen Drehzahlen noch umgesetzt werden.

Neben laminaren und gefalteten Flammen werden zudem die Verbrennungszustände gewellter Flammen, dicker turbulenter Flammen und homogener Reaktionsgebiete zur Klassifizierung verwendet. Die Unterteilung der Verbrennungszustände erfolgt üblicherweise anhand des sogenannten Borghi-Diagramms [34,35]. Hierbei werden zur Unterscheidung verschiedene Zeitskalen der turbulenten Strömung und der Verbrennung verglichen. Ausführliche Informationen können z.B. aus [33] entnommen werden.

Schadstoffemissionen

Die wesentlichen Schadstoffe der ottomotorischen Verbrennung sind unverbrannte Kohlenwasserstoffe (HC), Stickoxide (NO_x) und Kohlenmonoxid (CO). Die Entstehung der Schadstoffe ist stark von der Luftzahl λ abhängig, wie Abbildung 1.6 zeigt. Die HC-Emissionen entstehen durch eine unvollständige Umsetzung des Kraftstoffs. Ein Anstieg der HC-Emissionen im Fetten ($\lambda < 1$) ist aufgrund des Kraftstoffüberschusses offensichtlich (siehe Abbildung 1.6 (a)). Das Minimum der HC-Emissionen liegt bei $\lambda \approx 1,1$. Für magerere Gemische steigen die Emissionen ebenfalls an, was auf unvollständiges Durchbrennen der Flamme zurückzuführen ist. So kann die Flamme in wandnahen Bereichen aufgrund von Temperaturabsenkung durch Wandwärmeverluste verlöschen (*engl. wall-quenching*). Die Speicherung von Kraftstoff in Totvolumina (z.B. Feuersteg) liefert ebenfalls einen Beitrag zu den HC-Emissionen (siehe [19, 24]). Unter den NO_x -Emissionen werden in erster Linie NO- und NO_2 -Emissionen zusammengefasst, wobei der Anteil der NO-Emissionen überwiegt [19]. Die Bildung von NO läuft zum Großteil über den Zeldovich-Mechanismus ab [36]. Da für den Zeldovich-Mechanismus hohe Temperaturen (ca. 2000 K) benötigt werden, bezeichnet man dieses auch als thermisches NO. Bei der motorischen Verbrennung liegt das Maximum der NO_x -Emissionen bei $\lambda \approx 1,1$, da neben der hohen Temperatur auch Luftüberschuss zur Bildung von NO_x bestehen muss (siehe Abbildung 1.6 (b)). Für magerere Gemische sinkt die Verbrennungstemperatur ab, sodass weniger thermisches NO entsteht. Folglich verringern sich die NO_x -Emissionen bei magerer Verbrennung ($\lambda > 1,1$). Für fettere Gemische sinken die NO_x -Emissionen ebenfalls, da nicht ausreichend Sauerstoff zur Oxidation des Stickstoffs vorhanden ist. Die Abhängigkeit der Kohlenmonoxid-Emissionen (CO) von der Luftzahl ist in Abbildung 1.6 (c) dargestellt. Kohlenmonoxid ist ein Zwischenprodukt der Oxidation des Kohlenstoffs und entsteht bei unvollständiger Verbrennung unter Sauerstoffmangel. Daher steigen die CO-Emissionen für $\lambda < 1$ an. Bei Sauerstoffüberschuss ($\lambda > 1$) sind die CO-Emissionen hingegen sehr gering [24].

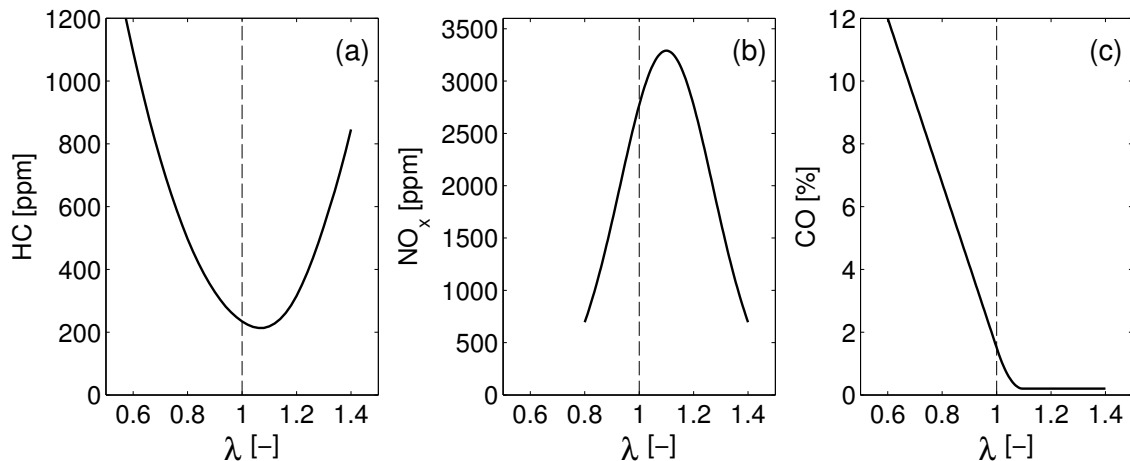


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung der Schadstoffkonzentration. (a): Unverbrannte Kohlenwasserstoffe, (b): Stickoxide und (c): Kohlenmonoxid in Abhängigkeit von der Luftzahl λ bei ottomotorischer Verbrennung nach [19,24].

Neben den bereits diskutierten Schadstoffen rücken zunehmend auch beim Ottomotor die Ruß- bzw. Partikel-Emissionen in den Vordergrund [19,37]. Insbesondere bei Motoren mit Benzindirekteinspritzung wird durch Gebiete mit lokal fettem Gemisch die Rußbildung begünstigt. Lokal fette Gebiete entstehen z.B. im Schichtbetrieb oder durch die Benetzung von Brennraumwänden mit Kraftstoff. Bei Ottomotoren mit Saugrohreinspritzung ist das Problem der Partikel-Emissionen hingegen von untergeordneter Bedeutung.

Brennverfahren

Die beiden meist verbreiteten ottomotorischen Brennverfahren sind das Homogen- und Schichtbrennverfahren. Bei dem Homogenbrennverfahren ist der Kraftstoff zum Zündzeitpunkt im Idealfall im gesamten Brennraum gleichmäßig verteilt (siehe Abbildung 1.7 links). Das globale Luft-Kraftstoff-Verhältnis liegt üblicherweise aus Gründen der Abgasreinigung mittels 3-Wege-Katalysator bei $\lambda = 1$. Es kann jedoch prinzipiell im Bereich der Zündgrenzen ($0,7 < \lambda < 1,4$) variiert werden. Die Durchmischung von Kraftstoff und Luft erfolgt zu einem frühen Zeitpunkt im Motorzyklus. Der Kraftstoff wird hierzu mittels Saugrohreinspritzung (SRE) oder Benzindirekteinspritzung (BDE) während des Ansaugtaktes in den Brennraum eingebracht.

Beim Schichtbrennverfahren erfolgt die Gemischbildung mithilfe der Benzindirekteinspritzung. Hierbei wird der Kraftstoff in der späten Kompressionsphase eingespritzt, sodass zum Zündzeitpunkt eine inhomogene Gemischverteilung im Brennraum vorliegt (siehe Abbildung 1.7 rechts). Der Schichtbetrieb kann nochmals in die Varianten wand-, luft- und strahlgeführtes Brennverfahren unterteilt werden. Hierbei hat sich mittlerweile das strahlgeführte Konzept durchgesetzt. Die Zündkerze wird dabei am Strahlrand des Kraftstoffsprays positioniert, sodass an dieser zündfähiges Gemisch vorliegt. Außerhalb der Kraftstoffwolke ist das Gemisch extrem mager ($\lambda \gg 1$). Somit ergibt sich über den gesamten Brennraum gemittelt ein mageres Gemisch im Bereich $\lambda \approx 2 - 4$. Eine besondere

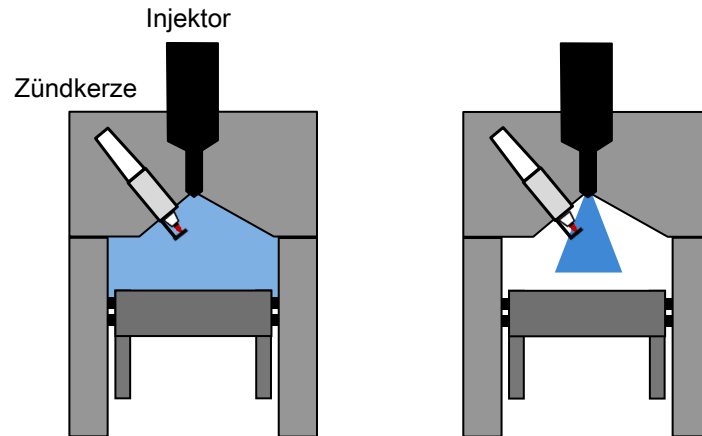


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung des Homogenbetriebes (links) und des strahlgeführten Schichtbrennverfahrens (rechts).

Herausforderung des Schichtbetriebs ist es, zuverlässig zündfähiges Gemisch zum Zündzeitpunkt an der Zündkerze bereitzustellen. Dies macht den Schichtbetrieb im Vergleich zum Homogenbetrieb zu einem deutlich komplexeren Brennverfahren. Durch die globale Abmagerung kann jedoch mithilfe des Schichtbetriebes eine Kraftstoffersparnis von 12 – 16 % im Testzyklus (NEFZ²) erreicht werden [19]. Aufgrund des Luftüberschusses ist jedoch zusätzlich zum 3-Wege-Katalysator eine Abgasnachbehandlung für Stickoxide notwendig (z.B. NO_x-Speicherkatalysator). Ein weiteres vielversprechendes Brennverfahren ist das homogen-mager Konzept – auch Magermotor genannt. Dieses hat sich bei stationären Großgasmotoren durchgesetzt [18]. Hierbei liegt im Brennraum ein homogen verteiltes mageres Gemisch vor. Die Abmagerung bewirkt (wie im Schichtbetrieb) eine Erhöhung des Wirkungsgrads und somit eine Verbrauchsreduzierung. Der Verbrauchsvorteil entsteht durch die Entdrosselung des Motors, welche eine Absenkung der Ladungswechselverluste verursacht. Wird der Motor entsprechend weit abgemagert, können zudem die NO_x-Emissionen deutlich reduziert werden (vgl. Abbildung 1.6 (b)). Die Herausforderung stellt hierbei die Realisierung des stabilen Motorlaufes bei mageren Bedingungen dar. Typischerweise können Ottomotoren mit konventionellen Zündsystemen bis $\lambda \approx 1,4$ betrieben werden. Zur effizienten Realisierung des homogen-mager Konzeptes ist jedoch ein weiter abgemagerter Betrieb wünschenswert. Um die Magergrenze zu erweitern, werden daher alternative Zündsysteme untersucht. Potenzielle Zündkonzepte sind z.B. Laser-, Korona- und Mehrortzündung [38–41].

Zyklische Schwankungen

Die ottomotorische Verbrennung variiert von Motorzyklus zu Motorzyklus. Dieses Phänomen wird als zyklische Schwankungen bezeichnet. Einen Überblick über die entsprechende Literatur kann z.B. aus Ozdor et al. [42] und Heywood [5] entnommen werden. Die Bewertung der zyklischen Schwankungen in der Verbrennung

²Neuer Europäischer Fahrzyklus

erfolgt üblicherweise anhand des Zylinderinnendrucks. Als Kenngrößen werden die Standardabweichung des MFB50 (σ_{MFB50}) oder der Varianzkoeffizient (*engl. coefficient of variation, cov*) des indizierten Mitteldrucks ($p_{m,i}$) verwendet. Dieser berechnet sich aus der Standardabweichung $\sigma_{p_{m,i}}$ und dem Ensemblemittel $\bar{p}_{m,i}$ des indizierten Mitteldrucks.

$$\text{cov}_{p_{m,i}} = \frac{\sigma_{p_{m,i}}}{\bar{p}_{m,i}} \cdot 100\% \quad (1.8)$$

Neben einer Reduzierung der Laufruhe des Motors verursachen zyklische Schwankungen vielfältige Probleme. Zum einen sind motorische Parameter, wie z.B. der Zündzeitpunkt (ZZP) auf eine bestimmte (durchschnittliche) Brenngeschwindigkeit optimiert. Abweichungen von dieser resultieren in einer nicht optimalen Verbrennung und führen somit direkt zu Wirkungsgradverlusten. Auch tendieren schnell brennende Zyklen zu klopfender Verbrennung und limitieren somit das Verdichtungsverhältnis des Motors, was ebenfalls Einfluss auf den Wirkungsgrad hat. Langsam brennende Zyklen können hingegen eine unvollständige Verbrennung und somit erhöhte Schadstoffemissionen verursachen [5]. Zum anderen limitieren die zyklischen Schwankungen die Ausweitung des Magerbetriebes [24]. So tritt mit stärker abgemagertem Gemisch ein deutlicher Anstieg der zyklischen Schwankungen auf. Die Laufgrenze wird üblicherweise mit $\text{cov}_{p_{m,i}} = 5\%$ definiert. Für Werte darüber ist die Motorlaufruhe nicht mehr ausreichend erfüllt. Bei noch weiterer Abmagerung treten zudem in einzelnen Motorzyklen Zündaussetzer auf. Hierbei kann das Gemisch nicht mehr entflammt werden und es findet keine Verbrennung statt. Zündaussetzer sind aufgrund von verringertem Wirkungsgrad, erhöhten HC-Emissionen und reduzierter Motorlaufruhe unerwünscht. Zudem führen Zündaussetzer zu einer Überhitzung des Katalysators, wodurch dieser zerstört werden kann [5].

Mögliche Ursachen für die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung sind [5]:

- Fluktuationen in der Gemischverteilung im Brennraum
– insbesondere am Zündort
- Zyklische Schwankungen in der Brennraumströmung
- Variationen in der globalen Kraftstoff-, Luft- oder Restgasmenge

Im Rahmen dieser Arbeit werden die beiden ersten Einflussgrößen analysiert. So wird die lokale Gemischzusammensetzung am Zündort mittels LIBS (*laser induced breakdown spectroscopy*) bestimmt und deren Einfluss auf die Verbrennung untersucht (siehe Kapitel 2). Die zyklischen Schwankungen des Strömungsfeldes werden mithilfe der PIV (*particle image velocimetry*) charakterisiert und ebenfalls in ihrem Einfluss auf die Verbrennung bewertet (siehe Kapitel 3). Zur Reduzierung der zyklischen Schwankungen wird ein Mehrortzündkonzept mithilfe der Laserzündung in Kapitel 4 realisiert. Hierdurch kann der Magerbetrieb des Motors signifikant ausgeweitet und ein homogen-mager Konzept realisiert werden.

1.4 Aufbau des Transparentmotors

Die Experimente im Rahmen dieser Arbeit wurden an einem Einzylinder-Transparentmotor durchgeführt. Der Motor basiert auf der Serie 5403 der Firma AVL und ist in Abbildung 1.8 dargestellt. In einer Vorgängerarbeit wurde ein neuer Zylinderkopf adaptiert [43]. Der Motor hat einen Hub von 86 mm und eine Bohrung von 82 mm, was in einem Hubvolumen von 456 cm^3 resultiert. Das geometrische Verdichtungsverhältnis beträgt $\epsilon = 9,6$. Zudem verfügt der Motor über jeweils zwei Ein- und Auslassventile. Der Betrieb des Motors kann geschleppt oder gefeuert erfolgen. In beiden Fällen wird die Drehzahl durch einen Vierquadrantenantrieb reguliert. Kühlwasser und Motoröl werden durch externe Geräte auf 60°C vorgeheizt. Der Zylinderkopf verfügt über eine Benzindirekteinspritzung mit strahlgeführtem Brennverfahren und zentral angeordnetem Hochdruckeinspritzventil (HDEV). Zudem kann der Kraftstoff in das beheizbare Saugrohr eingespritzt werden. Hierzu wird ebenfalls ein Hochdruckeinspritzventil verwendet, welches ca. 80 cm vor den Einlassventilen liegt. Aufgrund der langen Aufbereitungszeit bis zum Brennraum kann hierdurch eine sehr homogene Gemischverteilung realisiert werden. Dieses Einspritzsystem ist jedoch nicht mit konventionellen Saugrohreinspritzungen vergleichbar, da bei diesen das Einspritzventil wesentlich näher an den Einlassventilen liegt und der Einspritzdruck deutlich geringer ist. Als Kraftstoff wird in allen Messungen der Referenzkraftstoff CEC-RF 08-A-85 verwendet. Der Referenzkraftstoff bietet den Vorteil, dass seine physikalischen Eigenschaften (z.B. Siedeverlauf) in vergleichsweise engen Grenzen spezifiziert sind.

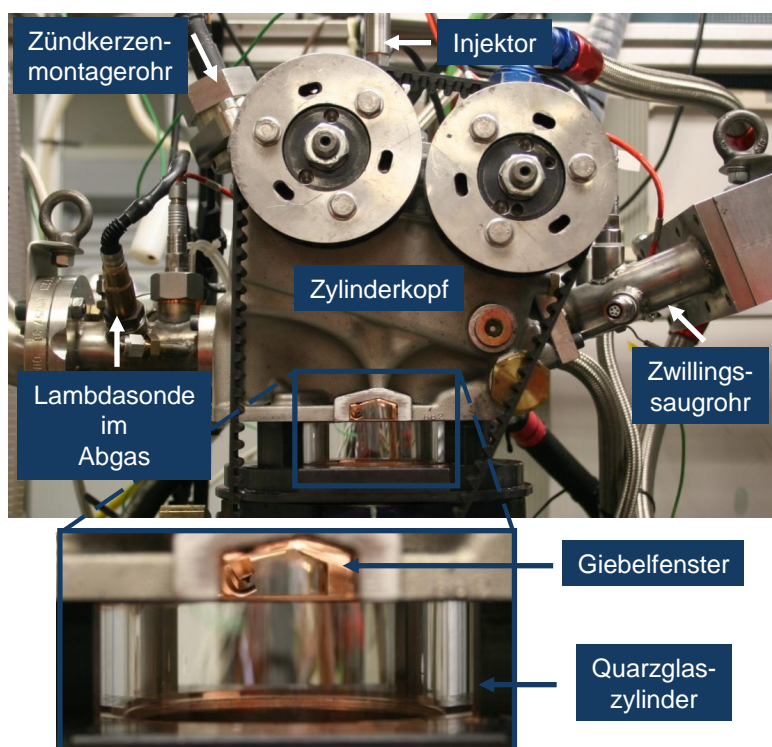


Abbildung 1.8: Bild des verwendeten Transparentmotors [43].

Zur Zündung des Luft-Kraftstoff-Gemisches können verschiedene Zündsysteme am Motor appliziert werden. Hierfür steht ein Zündkerzenschacht zur Verfügung, welcher zwischen den Auslassventilen positioniert ist. Im Rahmen dieser Arbeit wird meist ein passiv gütegeschalteter Nd:YAG-Laser zur Zündung verwendet (siehe Kapitel 2). Im Abgas befindet sich eine Lambdasonde (Bosch, LS7151), welche die zeitlich gemittelte globale Luftzahl λ misst. Das Saugrohr ist als Zwillings-saugrohr ausgelegt und durch horizontale Leitbleche getrennt. Durch Verschließen der unteren Hälfte des Saugrohres kann eine Tumble-Strömung generiert werden. Wird der linke Ansaugkanal verschlossen, so wird eine Drall-Strömung erzeugt. Der Luftmassenstrom wird mittels Luftmassenstromreglern (Bronkhorst, F-202AV) gesteuert. Um eine Abgasrückführung zu simulieren, kann ein beliebiges Verhältnis zwischen Luft, Stickstoff und Kohlendioxid eingestellt werden. Der Wasserdampfanteil im Abgas wird hierbei nicht berücksichtigt. Zur Druckmessung im Saugrohr und Abgas werden piezoresistive Drucksensoren (Kistler, Typ 4045A5 bzw. Typ 4045A10) verwendet. Der Brennraumdruck wird mit einem wassergekühlten Drucksensor (Kistler, Typ 6043Asp) erfasst. Basierend auf der Druckmessung im Zylinder werden der Brennverlauf und die thermodynamischen Kenngrößen der Verbrennung ($p_{m,i}$, MFB50) mittels einer kommerziellen Software (AVL, Indicom 2.2) berechnet.

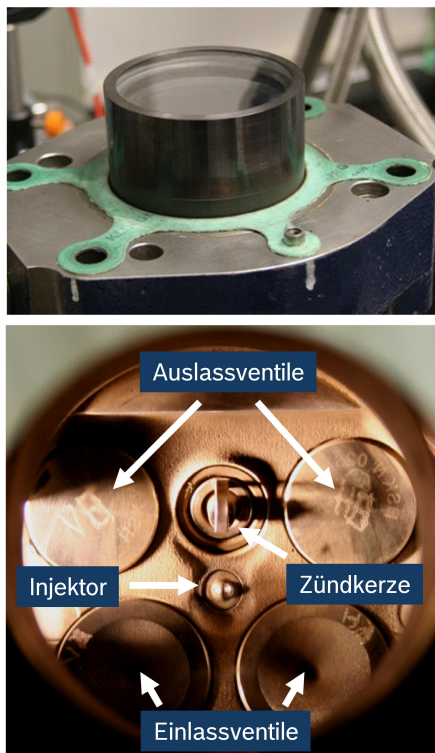


Abbildung 1.9: Blick durch optischen Zugang im Kolben [43].

Der Motor verfügt über vier optische Zugänge zum Brennraum. Ein Quarzglasring im oberen Bereich des Zylinders gibt von allen Seiten Einblick in den Brennraum. Die Höhe des einsehbaren Bereichs beträgt 27 mm. Zudem sind an der Vorder- und Rückseite des Motors zwei Giebelfenster eingesetzt, durch welche das Brennraumdach eingesehen werden kann. Eine Quarzscheibe im Kolben ermöglicht den optischen Zugang durch den Kolben (siehe Abbildung 1.9). Der einsehbare Bereich ist hierbei aus konstruktiven Gründen auf einen Durchmesser von 64,5 mm beschränkt. Damit die Kolbenringe während des Motorbetriebes nicht über den Glaszylinder laufen, sind diese im unteren Bereich des Kolbens angebracht. Dadurch ergibt sich ein vergleichsweise großer Feuersteg von 48 mm. Der Einfluss des hierdurch entstandenen Totvolumens zwischen Kolben und Zylinder wurde in [43] untersucht. Als Ergebnis wurde eine Nachverbrennung des Gemisches aus dem Feuersteg beobachtet. Zudem wurde insgesamt ein geringerer Anteil des Kraftstoffs umgesetzt. Dies resultiert in einem niedrigeren Wirkungsgrad und erhöhten Emissionen von unverbrannten Kohlenwasserstoffen.

2 Analyse des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses

In diesem Kapitel wird das Luft-Kraftstoff-Verhältnis λ im Brennraum analysiert. Hierbei wird insbesondere untersucht, inwieweit Fluktuationen im Luft-Kraftstoff-Verhältnis am Zündort die Ursache für die zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess sind. Zur lokalen λ -Bestimmung am Zündort wird die laserinduzierte Plasmaspektroskopie (LIBS – *laser induced breakdown spectroscopy*)¹ am Transparentmotor eingesetzt. Bei diesem Verfahren wird ein gepulster Laser auf ein Messvolumen fokussiert. Liegt die Laserintensität über einem bestimmten Schwellwert, wird ein laserinduziertes Plasma erzeugt. Innerhalb des Plasmas befindet sich ein Gemisch von freien Elektronen und angeregten Atomen und Ionen. Während das Plasma abkühlt, gehen die Atome und Ionen auf ein geringeres Energieniveau über und emittieren Licht einer charakteristischen Wellenlänge. Durch spektroskopische Analyse der Plasmaemission können somit Aussagen über die Zusammensetzung der Probe gemacht werden. Je nach Auswerteverfahren ist teilweise sogar eine quantitative Analyse möglich. Aufgrund des vergleichsweise geringen Aufwands ist LIBS in vielen Gebieten der Wissenschaft und Technik weit verbreitet [6]. LIBS wurde auch in der Verbrennungsdiagnostik bereits eingesetzt [44,45]. So haben Ferioli et al. [46] LIBS im Abgas eines Verbrennungsmotors angewendet und bestimmten das räumlich gemittelte λ für individuelle Motorzyklen. Des Weiteren kann das laserinduzierte Plasma zur simultanen Zündung und Analyse des Luft-Kraftstoff-Gemisches verwendet werden. Dies wurde von Phouc et al. [47] in einem vorgemischten Methan-Luft-Gemisch demonstriert. Weitere Studien applizierten LIBS bei inhomogenen Bedingungen wie z.B. einem turbulenten Brenner [48]. Die erste Anwendung von LIBS auf innermotorische Fragestellungen wurde von Joshi et al. [7] durchgeführt. In der Arbeit wurde das lokale λ am Zündort in einem Einzylinder-Gasmotor mittels LIBS bestimmt. Gross [8] setzte LIBS an einem optisch zugänglichen Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung ein. Aufgrund des geringen Signal-Rausch-Verhältnisses musste in der letztgenannten Arbeit die λ -Bestimmung jedoch über mehrere Arbeitsspiele gemittelt werden. Des Weiteren sind vergleichbare Experimente mithilfe der *spark induced breakdown spectroscopy* (SIBS) dokumentiert [49]. Hierbei wird das Plasma einer konventionellen Zündkerze spektroskopisch analysiert. Fansler et al. [50] wendeten SIBS an einem Transparentmotor an und erreichten eine lokale λ -Bestimmung für einzelne Motorzyklen.

¹auch LIPS (*laser induced plasma spectroscopy*) genannt

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein faseroptischer LIBS-Sensor zur λ -Bestimmung im Transparentmotor realisiert. Der Sensor zeichnet sich hierbei durch einen kompakten und robusten Aufbau aus. Es wird gezeigt, dass LIBS zur lokalen λ -Bestimmung am Zündort eine sehr geeignete Messtechnik ist. Anschließend werden die zyklischen Schwankungen des lokalen λ -Wertes für verschiedene Einspritzstrategien untersucht. Zudem wird der Einfluss der λ -Fluktuationen auf den Verbrennungsprozess bewertet. Hierzu werden die LIBS-Daten mit dem Verlauf des Zylinderinnendrucks verglichen.

Neben dem lokalen λ am Zündort ist auch die zweidimensionale λ -Verteilung im Brennraum von großem Interesse. Planare laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) ist hierfür eine verbreitete Messtechnik [3, 9]. Bei der LIF werden spezielle Moleküle (Tracer) dem Kraftstoff zugegeben und mittels Laserlicht in einen angeregten Zustand gebracht. Alternativ können auch geeignete Komponenten des Kraftstoffs (z.B. Aromaten) direkt angeregt werden. Anschließend fluoreszieren die Moleküle während sie in den Grundzustand zurückgehen. Durch Detektion der Fluoreszenz kann die Verteilung des Kraftstoffs visualisiert werden. Allgemein ist eine Quantifizierung des LIF-Signals jedoch schwierig. Eine Möglichkeit ist es, das LIF-Signal mit einer weiteren Messtechnik zu kalibrieren. Richter et al. [10] verwendeten simultanes LIF und Ramanstreuung, um die LIF-Bilder mithilfe des Ramansignals zu kalibrieren und erhielten hierdurch quantitative λ -Verteilungen. Das Raman-Signal ist jedoch üblicherweise relativ schwach und weist ein geringes Signal-Rausch-Verhältnis auf. Neben der Analyse der λ -Verteilung kann LIF auch zur Bestimmung von anderen Spezies (z.B. OH-Radikal, [51]) oder zur Temperaturbestimmung eingesetzt werden [52,53]. Zudem ermöglichen Hochgeschwindigkeits-Lasersysteme neuerdings zyklus aufgelöste LIF-Messungen [54]. Im Rahmen dieser Arbeit werden simultane LIF- und LIBS-Messungen durchgeführt. Das LIBS-Signal zeigt hierbei hohe Signalintensitäten mit guten Signal-Rausch-Verhältnissen. Die LIF-Bilder werden anschließend mithilfe der LIBS-Daten kalibriert. Hierdurch werden neben dem lokalen λ am Zündort auch Informationen über die zweidimensionale λ -Verteilung erfasst.

Im vorliegenden Kapitel wird in Abschnitt 2.1 das lokale Luft-Kraftstoff-Gemisch am Zündort mittels LIBS analysiert. Hierbei werden zunächst die Grundlagen der Laserzündung und laserinduzierten Plasmaspektroskopie erläutert. Anschließend werden der Aufbau und die Funktionsweise des faseroptischen LIBS-Sensors vorgestellt und die Ergebnisse der LIBS-Messungen diskutiert. Die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen des lokalen λ -Wertes werden für verschiedene Einspritzstrategien quantifiziert und deren Einfluss auf den Verbrennungsprozess bewertet. In Abschnitt 2.2 wird die zweidimensionale λ -Verteilung mithilfe von simultanen LIF- und LIBS-Messungen analysiert. Hierbei wird zunächst auf die theoretischen Grundlagen der LIF-Messtechnik eingegangen. Im Weiteren wird der experimentelle Aufbau der simultanen LIF-LIBS-Messungen vorgestellt und die Kalibrierung der LIF-Bilder diskutiert. Abschließend wird die zweidimensionale λ -Verteilung im Brennraum für verschiedene Motorbetriebspunkte untersucht.

2.1 Analyse des lokalen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses

2.1.1 Grundlagen der Laserzündung und LIBS

Bei der Verwendung von LIBS wird das Luft-Kraftstoff-Gemisch mithilfe eines Lasers gezündet und aus der spektroskopischen Verteilung der Plasmaemission werden Rückschlüsse auf die Gemischzusammensetzung gezogen. Allgemein kann die Laserzündung in vier Kategorien aufgeteilt werden [38, 55]:

- Thermische Laserzündung
- Photochemische Laserzündung
- Resonante Durchbruchzündung
- Nicht-resonante Durchbruchzündung

Bei der thermischen Zündung wird die Translations-, Rotations- oder Vibrationsenergie von Molekülen mithilfe intensiver Laserstrahlung erhöht. Hierdurch wird die bestrahlte Region erhitzt, bis letztendlich molekulare Bindungen aufbrechen und chemische Reaktionen starten. Der Zündverzug ist bei der thermischen Zündung vergleichsweise lang und liegt im Bereich von bis zu Millisekunden [56]. Als typische Zündlaser werden CO₂-Laser mit einer Emissionswellenlänge im infraroten Spektralbereich (10,6 μm) verwendet. Das Laserlicht kann als Punktquelle oder als Strahl durch das Verbrennungsgemisch zur Zündung eingesetzt werden. Allerdings ist es in Gasen schwierig, ein kleines punktförmiges Zündvolumen ausreichend stark zu erhitzen [55]. Eine Möglichkeit ist es, dem Gemisch kleine Partikel (z.B. Aluminium [57]) zuzugeben, die effizient erhitzt werden können. Zudem kann die thermische Zündung zur Entflammung von Feststoffen (z.B. Raketentriebwerken) verwendet werden, da diese infrarote Strahlung wesentlich besser absorbieren.

Bei der photochemischen Zündung werden spezifische Moleküle durch Absorption einzelner Photonen in reaktive Radikale dissoziiert. Ist die Entstehungsrate der Radikale größer als ihre Rekombinationsrate, finden kettenverzweigende Reaktionen statt und es kommt zu einer vollständigen Verbrennung. Da zur Zündung lediglich Laserpulsenergien unter einem Millijoule benötigt werden, finden weder Multiphotonenionisation noch ein optischer Durchbruch statt [58–60]. Zudem ist die direkte Aufheizung des Gemisches durch den Laserpuls sehr gering. Bei der photochemischen Zündung muss die Anregungswellenlänge des Lasers an die Absorptionswellenlänge des Moleküls angepasst werden. Für die meisten Gase liegen die entsprechenden Wellenlängen im UV-Spektralbereich. Dies schränkt die Auswahl an kompakten und preisgünstigen Lasern für die ottomotorische Anwendung stark ein.

Bei der resonanten Durchbruchzündung wird mithilfe eines fokussierten Laserpulses ein optischer Durchbruch und somit ein Plasma erzeugt. Zunächst werden durch nicht-resonante Multiphotonendissoziation einige Moleküle des Gasgemisches dissoziiert. Die hierbei entstandenen Atome werden anschließend durch resonante Photoionisation ionisiert, wodurch erste freie Elektronen gebildet werden [38]. Die freien Elektronen absorbieren anschließend Photonen, wodurch sich

ihre kinetische Energie erhöht (inverse Bremsstrahlung). Ist die kinetische Energie der Elektronen ausreichend hoch, so können diese durch Stöße mit anderen Atomen weitere freie Elektronen erzeugen (Stoßionisation). Dieses setzt sich als Elektronenlawine bis zur Bildung eines Plasmas fort. Der Prozess der resonanten Durchbruchzündung konnte bisher für Wasserstoff und Deuterium nachgewiesen werden [61–63]. Zur Realisierung der resonanten Photoionisation muss die Laserwellenlänge ebenfalls an die entsprechenden Atome angepasst werden. Typischerweise liegen auch hier die Wellenlängen im UV-Bereich, was die motorische Anwendung stark einschränkt.

Die nicht-resonante Durchbruchzündung ist der meist verbreitete Laserzündprozess für motorische Anwendungen. Zudem wird sie bei LIBS und im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Im Gegensatz zur resonanten Durchbruchzündung erfolgt die Multiphotonenionisation auf nicht resonantem Weg. Folglich wird keine spezifische Anregungswellenlänge benötigt. Meist werden Nd:YAG-Lasersysteme mit Pulsdauern im ns-Bereich und einer Wellenlänge von 1064 nm verwendet [64]. Werden die Laserpulse ausreichend stark fokussiert und überschreitet die Laserintensität einen Schwellwert von ca. 10^{10} W/cm^2 , wird ein Plasma erzeugt. Die freien Elektronen innerhalb des Plasmas können über verschiedene Mechanismen gebildet werden. Zum einen können durch Multiphotonenionisation freie Elektronen erzeugt werden. Auch sind erste freie Elektronen aufgrund verschiedener physikalischer Prozesse (z.B. Höhenstrahlung) in der Umgebungsluft vorhanden. Durch inverse Bremsstrahlung nehmen die Elektronen mehr Energie auf, bis sie durch Stoßionisation weitere freie Elektronen erzeugen. Dieser Prozess setzt sich als Elektronenlawine bis zur vollständigen Ionisierung des Gases fort. Es treten allerdings auch Mechanismen auf, welche die Anzahl der freien Elektronen reduzieren. Dieses sind die Rekombination von Elektronen und Ionen und das Herausdiffundieren von Elektronen aus dem Laserfokus. Der Anstieg der Elektronendichte N_e kann durch folgende Gleichung beschrieben werden [38]:

$$\frac{dN_e}{dt} = W_{\text{MPI}} N + N_e (\nu_i - \nu_d - \nu_r N_e) \quad (2.1)$$

Hierbei ist N die Dichte der neutralen Atome und W_{MPI} die Multiphotonenionisationsrate. Zudem beschreibt ν_i die Zunahme der Elektronendichte aufgrund von Stoßionisation. Die Rate ν_d berücksichtigt die Diffusion der Elektronen. Der Term $\nu_r N_e$ stellt die Rekombinationsrate dar, wobei die Ionendichte der Elektronendichte entspricht ($N_e = N_{\text{Ionen}}$).

Aufgrund der hohen Elektronendichte absorbiert das Plasma den restlichen einfallenden Laserpuls, wodurch weitere Energie zugeführt wird. Im Plasma entstehen dabei Drücke von bis zu 10^3 bar und Temperaturen im Bereich $10^5 - 10^6$ K [38, 65]. Aufgrund der hohen Temperatur sind die Moleküle innerhalb des Plasmas vollständig dissoziiert und es liegt ein Gemisch von freien Elektronen und angeregten Atomen und Ionen vor. Zudem wird durch den schnellen Druckanstieg eine Stoßwelle erzeugt, die akustisch als Knall wahrnehmbar ist. Auch emittiert das Plasma Strahlung im UV- und sichtbaren Spektralbereich. Wird keine weitere Energie mehr durch den Laserpuls eingebracht, beginnt das Plasma abzukühlen. Hierbei finden erste chemische Reaktionen statt und ein Flammkern entsteht.

Setzen die chemischen Reaktionen mehr Energie frei als durch Verlustmechanismen (z.B. Wärmeableitung, Konvektion) verloren geht, bildet sich eine selbsterhaltende Flammenfront aus, welche sich anschließend im Brennraum ausbreitet.

In Abbildung 2.1 ist die zeitliche Entwicklung eines laserinduzierten Plasmas dargestellt. Das Plasma wird im Transparentmotor (a) ohne und (b) mit Kraftstoff aufgenommen. Zur Erzeugung des Plasmas wird ein aktiv gütegeschalteter Nd:YAG-Laser (Quantel Brilliant B) mit einer Wellenlänge von 1064nm verwendet. Die ns-Laserpulse werden mithilfe einer 80mm-Linse durch das vordere Giebfenster in den Brennraum fokussiert. Die Aufnahme des Plasmas erfolgt mit einer speziellen Hochgeschwindigkeitskamera (Hadland Imacon 468) durch das Kolbenfenster. Die Kamera basiert auf acht individuellen CCD Chips, die jeweils mit einem Bildverstärker ausgestattet sind und unabhängig voneinander angesteuert werden können. Die Belichtungszeit und Verstärkung der einzelnen Chips werden so angepasst, dass die Bilder eine gute Signalintensität aufweisen. Obwohl die Lichtintensität des Plasmas während der Sequenz um mehrere Größenordnungen abnimmt, ist es hierdurch möglich, die Entwicklung eines individuellen Plasmas zu verfolgen. Zudem ist in der Abbildung jeweils die Zeitdifferenz zum Beginn des Laserpulses, der aus linker Richtung eingestrahlt wird, angegeben.

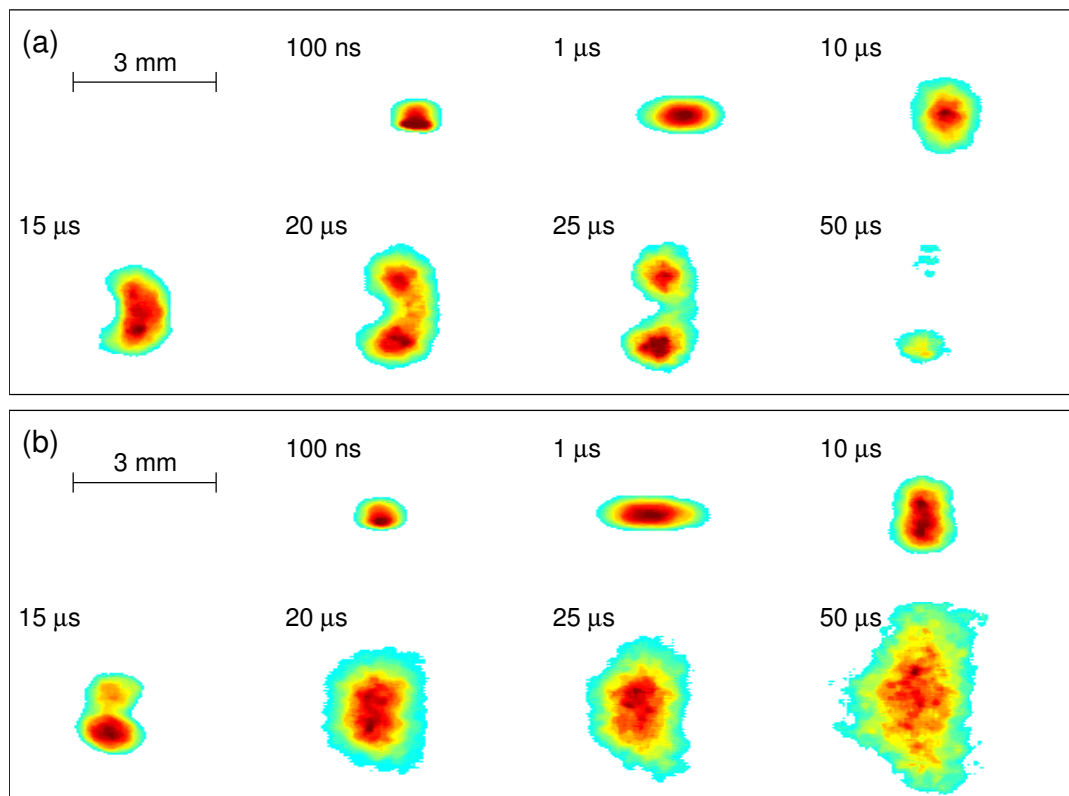


Abbildung 2.1: Zeitliche Entwicklung eines laserinduzierten Plasmas (a): ohne Kraftstoff, (b): mit Kraftstoff ($\lambda = 1$). Es ist jeweils die Entwicklung eines individuellen Plasmas dargestellt.

In der Sequenz ohne Kraftstoff (Abbildung 2.1 (a)) hat das Plasma zu Beginn (100 ns) eine runde Form mit einem Durchmesser von ungefähr 1 mm. Nach ca. $1\ \mu\text{s}$ breitet sich das Plasma in Richtung des einfallenden Laserstrahls aus, sodass eine elliptische Struktur entsteht. Anschließend expandiert das Plasma senkrecht zur Einfallsrichtung des Lasers. Somit weist das Plasma nach etwa $10\ \mu\text{s}$ erneut eine Rotationssymmetrie auf. Im Zeitintervall zwischen $15 - 25\ \mu\text{s}$ bildet sich eine charakteristische torusförmige Struktur aus, die auch in der Literatur bereits dokumentiert wurde [66]. Da kein Kraftstoff vorhanden ist, kühlt das Plasma im weiteren Verlauf ab und erlischt schließlich nach ca. $50\ \mu\text{s}$. Die Entwicklung des Plasmas unter Anwesenheit von Kraftstoff (Abbildung 2.1 (b)) ist bis zum vierten Bild der Sequenz ($15\ \mu\text{s}$) sehr ähnlich. Anschließend sind die einsetzenden chemischen Reaktionen in Form von Chemilumineszenz eines Flammkerns zu erkennen. Der Flammkern weist eine relativ gleichmäßige Form auf und ist leicht senkrecht zur Richtung des Laserstrahls ausgedehnt. Die charakteristische Torusform kann in dieser Sequenz nicht beobachtet werden, da sie durch den Flammkern überlagert wird. Der Flammkern breitet sich im Zeitbereich zwischen $20 - 50\ \mu\text{s}$ kontinuierlich aus und erreicht am Ende der Sequenz eine Größe von ca. $3 \times 4\ \text{mm}^2$.

Bei LIBS wird die spektrale Verteilung der Lichtemission des Plasmas verwendet. Diese ist in Abbildung 2.2 für verschiedene Zeiten nach dem optischen Durchbruch dargestellt. Die Spektren werden unter Anwesenheit von Kraftstoff ($\lambda = 1$) mit einem Czerny-Turner-Spektrografen (Acton SpektraPro 2500i, Gitter: 1001/mm) im Transparentmotor aufgenommen. Die Belichtungszeit wird in Abhängigkeit vom Aufnahmezeitpunkt eingestellt und beträgt (a): 5 ns, (b): 15 ns und (c): 200 ns. Zur besseren Lesbarkeit sind die Spektren auf ihren Maximalwert I_{max} normiert, der ebenfalls in der Abbildung angegeben ist. Anhand der Maximalwerte ist zu erkennen, dass die Intensität der Lichtemission im Verlauf der Plasmaentwicklung um mehrere Größenordnungen abnimmt. Auch ist ersichtlich, dass sich die Charakteristik der spektralen Verteilung währenddessen signifikant verändert. In Abbildung 2.2 (a) ($\Delta t = 50\ \text{ns}$) ist im Spektrum eine kontinuierliche Strahlungsemission hoher Intensität zu erkennen. Das Strahlungskontinuum entsteht aufgrund von Brems- und Rekombinationsstrahlung der Plasmaelektronen und weist ein Maximum im UV zwischen $300 - 450\ \text{nm}$ auf. Während das Plasma abkühlt, reduziert sich die Intensität des Kontinuums innerhalb weniger μs um mehrere Größenordnungen. Nach 500 ns (Abbildung 2.2 (b)) sind erste atomare Emissionslinien im sichtbaren und NIR-Spektralbereich zu beobachten. Besonders dominant ist die Wasserstoff-Linie (H_α) bei $656\ \text{nm}$ [67]. Der atomare Wasserstoff entsteht hauptsächlich durch die Dissoziation von Kraftstoffmolekülen. Allerdings trägt auch Wasserdampf in geringem Maß zur Emissionslinie bei. Des Weiteren sind deutliche Linen von atomarem Sauerstoff (O) ($3p^5P \rightarrow 3s^5S^\circ$ bei $777\ \text{nm}$) und Stickstoff (N) ($3p^4S^\circ \rightarrow 3s^4P$ bei $742\ \text{nm}$, $3p^4P^\circ \rightarrow 3s^4P$ bei $822\ \text{nm}$) im Spektrum vorhanden [67]. In Abbildung 2.2 (c) ist das Spektrum nach $5\ \mu\text{s}$ dargestellt. Die atomaren Linen sind zu diesem Zeitpunkt nahezu vollständig verschwunden. Es treten nun erste molekulare Emissionslinien im Spektrum auf. So ist die Linie des CN-Radikals, das durch Rekombination von atomarem Kohlenstoff und Stickstoff gebildet wird, bei $388\ \text{nm}$ zu erkennen. Zur Bestimmung des

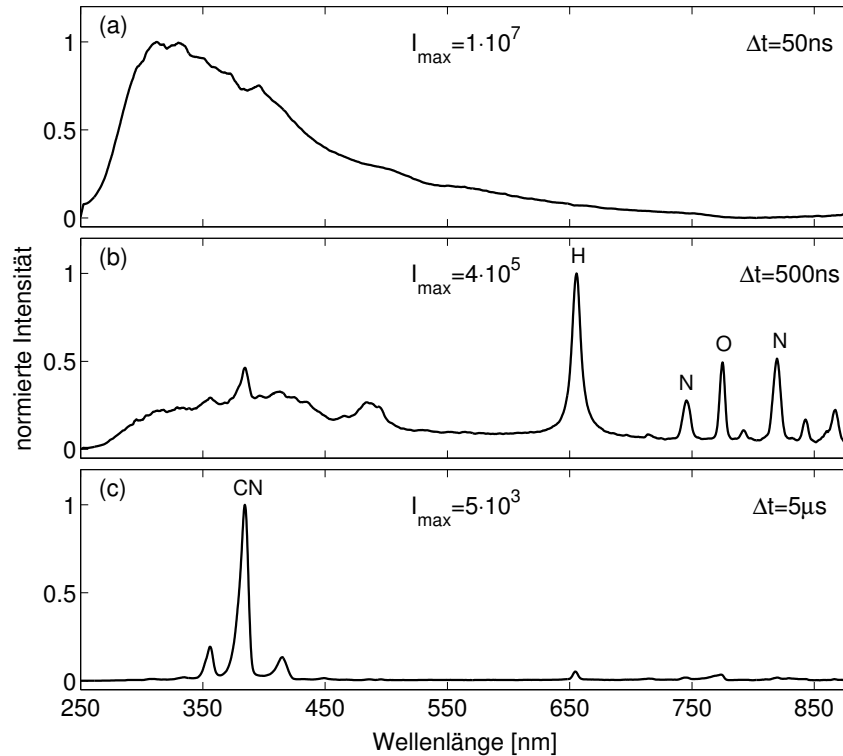


Abbildung 2.2: Spektrale Verteilung der Plasmaemission (a): 50 ns, (b): 500 ns und (c): 5 μ s nach dem optischen Durchbruch. Die Verteilungen sind jeweils auf die maximale Intensität I_{\max} [bel. Einh.] normiert und über 20 Motorzyklen gemittelt.

Luft-Kraftstoff-Verhältnisses mittels LIBS können verschiedene Auswertestrategien angewendet werden. Üblicherweise wird das Verhältnis zwischen zwei Emissionslinien gebildet. Eine Line repräsentiert hierbei den Kraftstoff und die andere die Luft. Die Bestimmung des Kraftstoffs erfolgt meist durch die H_{α} -Linie bei 656 nm, da diese ein großes Signal-Rausch-Verhältnis aufweist. Prinzipiell können allerdings auch Linien des atomaren Kohlenstoffs (C) oder des CN-Radikals benutzt werden. Zur Bestimmung der Luft stehen ebenfalls verschiedene atomare Linien zur Verfügung. Typischerweise werden die Sauerstoff-Linie bei 777 nm oder die Stickstoff-Linie bei 742 nm verwendet.

2.1.2 Aufbau und Funktionsweise des faseroptischen Sensors

Für die LIBS-Messungen im Motor soll der experimentelle Aufbau möglichst kompakt und robust sein. Daher wurde im Rahmen einer Masterarbeit ein faseroptischer Sensor realisiert [20]. Die Emissionslinien werden hierbei mittels optischer Filter und Photomultiplier detektiert. In Abbildung 2.3 ist eine Skizze des LIBS-Sensors am Transparentmotor dargestellt. Der Sensor ist zweiteilig ausgelegt und besteht aus einer Fasereinkopplung und einer Detektionseinheit, die über eine Glasfaser verbunden sind. Die Fasereinkopplung wird vor dem hinteren Giebelfenster des Transparentmotors positioniert. Zur Einkopplung der Plasmaemission wird eine 1"-Plankonvexlinse mit 30 mm Brennweite verwendet. Der Durchmesser der Linse ist hierbei ein guter Kompromiss zwischen einem kleinen Aufbau

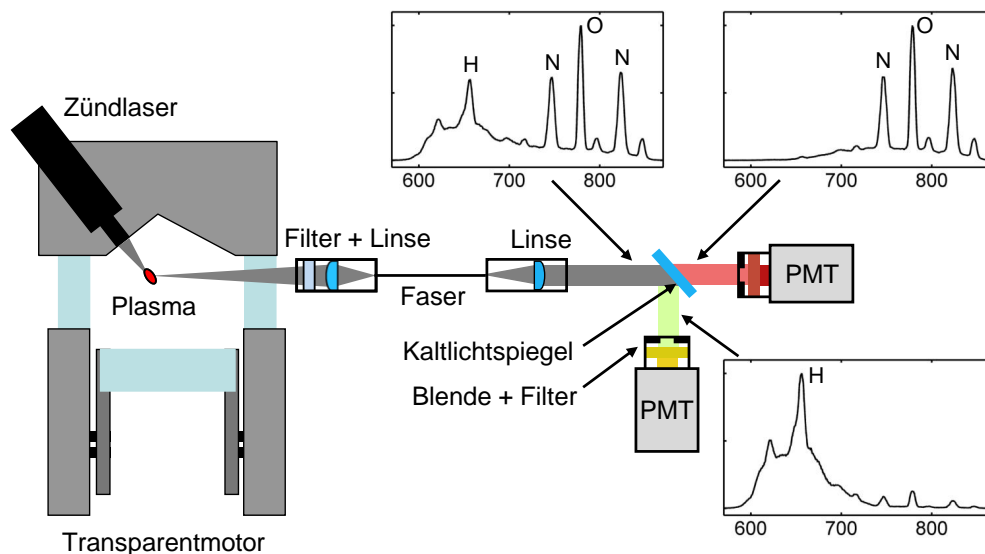


Abbildung 2.3: Aufbau des faseroptischen LIBS-Sensors.

und einer hohen Signalintensität. Um die Glasfaser vor hoher optischer Leistung zu schützen, befindet sich vor der Linse eine optische Eingangsfilterung. Diese besteht aus einem Langpassfilter (Thorlabs FGL610) mit einer Grenzwellenlänge von 610nm und einem Kurzpassfilter (Thorlabs FES0850) mit einer Grenzwellenlänge von 850nm. Daher wird sowohl das intensive Strahlungskontinuum im UV als auch Laserstrahlung bei 1064nm durch die Filter absorbiert. Die zur λ -Bestimmung benötigten atomaren Emissionslinien im sichtbaren und NIR-Spektralbereich werden durch die Eingangsfilterung nicht beeinträchtigt.

In der Detektionseinheit wird das Licht aus der Glasfaser ausgekoppelt und mittels einer asphärischen Linse (20 mm Brennweite) parallelisiert. Anschließend wird der Lichtstrahl mithilfe eines Kaltlichtspiegels (Thorlabs FM03) bei einer Grenzwellenlänge von 700 nm aufgespalten. Der reflektierte Anteil enthält die Wasserstoff-Linie und wird daher als Kraftstoff-Signal bezeichnet. Der transmittierte Anteil enthält verschiedene Linien von atomarem Stickstoff und Sauerstoff und wird im Folgenden Luft-Signal genannt. In Abbildung 2.3 sind ebenfalls die Spektren der beiden Signale 1 μ s nach dem optischen Durchbruch dargestellt. Zur Bestimmung des Kraftstoffs wird in dieser Arbeit die H_{α} -Linie bei 656 nm verwendet. Daher wird das Kraftstoff-Signal mit einem Bandpassfilter (CVI F1.5-656.2-4-1.00) bei 656,2 nm auf eine Halbwertsbreite von 1,5 nm spektral eingeeengt. Zur Detektion der Luft wird die atomare Sauerstoff-Linie bei 777 nm benutzt. Hierzu wird das Luft-Signal entsprechend mit einem Bandpassfilter (Thorlabs FB780-10) mit einer Zentralwellenlänge von 780 nm und einer Halbwertsbreite von 10 nm gefiltert. Aufgrund der verwendeten Spektralfilter werden in beiden Signalen keine weiteren Emissionslinien transmittiert. Anschließend werden die Spektrallinien auf Photomultipliern PMT (Hamamatsu H7732-10) detektiert. Um Streulicht zu reduzieren, ist zusätzlich vor den Photomultipliern eine Irisblende angebracht. Das Abspeichern der Photomultiplier-Signale erfolgt mit einem Oszilloskop (Tektronix TDS 7054), das mit der Motorsteuerung synchronisiert ist.

Zur Erzeugung des laserinduzierten Plasmas wird ein passiv gütegeschalteter Nd:YAG-Laser verwendet [64]. Das Lasersystem ist hierbei so kompakt ausgelegt, dass es im Zündkerzenschacht montiert werden kann. Der Laser emittiert ns-Pulse mit einer Pulsenergie von ca. 6 mJ und einer Wellenlänge von 1064 nm. Die Laserpulse werden mittels einer 15 mm-Linse fokussiert und propagieren durch ein Eintrittsfenster in den Brennraum. Der Laserfokus liegt 6 mm hinter dem Eintrittsfenster und hat einen Durchmesser von ca. $15\text{ }\mu\text{m}$. Das hier gebildete Plasma wird zur simultanen Zündung des Luft-Kraftstoff-Gemisches und zur λ -Bestimmung mittels LIBS verwendet. Somit wird prinzipbedingt mittels LIBS immer das lokale λ am Zündort (λ_{ZO}) erfasst.

Zur quantitativen λ -Bestimmung ist eine Kalibrierung der LIBS-Messung notwendig. Hierzu muss das lokale λ am Ort des Plasmas bekannt sein. Um dieses zu bestimmen, wird der Kraftstoff in das 80 cm lange, beheizte Saugrohr eingespritzt. Aufgrund der langen Aufbereitungszeit bis zum Brennraum wird hierdurch ein sehr homogenes Gemisch im Brennraum erzeugt. Das lokale λ am Ort des Plasmas entspricht somit dem globalen λ der Verbrennung, welches mithilfe der λ -Sonde im Abgas (zeitlich gemittelt) gemessen werden kann.

In Abbildung 2.4 sind exemplarische Verläufe des Kraftstoff- und Luft-Signals über der Zeit dargestellt. Der Ursprung der x -Achse kennzeichnet den Zeitpunkt des optischen Durchbruchs. Die Daten werden bei homogenem stöchiometrischem Gemisch aufgezeichnet und über 50 Arbeitsspiele gemittelt. Kurz nach dem optischen Durchbruch ist ein sprunghafter Anstieg in beiden Signalen zu erkennen. Das Signal stammt zu diesem Zeitpunkt vom intensiven Strahlungskontinuum, das bis in den NIR-Bereich ausläuft. Die Verstärkung der Photomultiplier wurde hierbei so angepasst, dass beide Verläufe die gleichen Maximalwerte annehmen. Anschließend klingen die Signale innerhalb von ca. $1\text{ }\mu\text{s}$ nahezu vollständig ab. Währenddessen reduziert sich der Signalanteil des Strahlungskontinuums und es

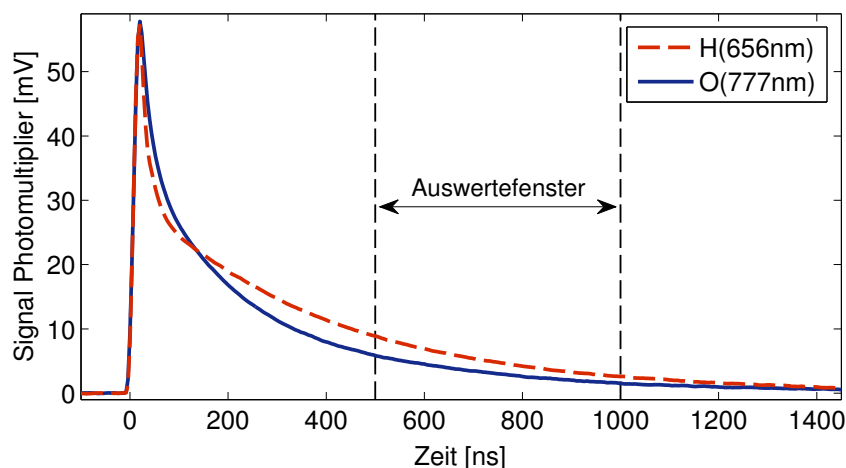


Abbildung 2.4: Zeitlicher Verlauf der Photomultiplier-Signale. Das Kraftstoff-Signal (H (656 nm)) ist rot gestrichelt dargestellt und das Luft-Signal (O (777 nm)) ist blau eingezeichnet. Der Ursprung der x -Achse markiert den Zeitpunkt des optischen Durchbruchs.

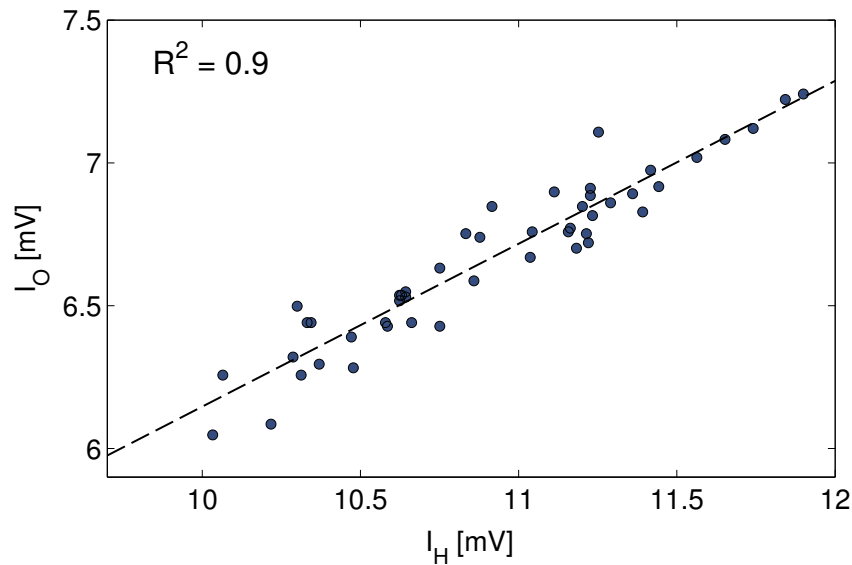


Abbildung 2.5: Intensität des Luft-Signals I_O über Intensität des Kraftstoff-Signals I_H für 50 individuelle Motorzyklen (blaue Kreise). Eine Ausgleichsgerade an die Daten ist schwarz gestrichelt eingezeichnet.

tragen zunehmend die relevanten atomaren Linien zur Emission bei. Spektroskopische Voruntersuchungen haben hierbei gezeigt, dass ab ca. $0,5 \mu\text{s}$ der Anteil der atomaren Emissionslinien dominant ist (vergleiche Abbildung 2.2). Um lediglich die atomaren Emissionslinien zu detektieren, werden daher die Signale in einem Bereich zwischen $0,5 - 1 \mu\text{s}$ ausgewertet. Die Signale werden in diesem Bereich für jedes Arbeitsspiel zeitlich gemittelt, sodass sich die Daten auf einen Mittelwert für das Kraftstoff-Signal I_H und das Luft-Signal I_O reduzieren.

In Abbildung 2.5 ist die Intensität des Luft-Signals I_O über der Intensität des Kraftstoff-Signals I_H für 50 aufeinanderfolgende Motorzyklen dargestellt (blaue Kreise). Zudem ist in der Abbildung eine Ausgleichsgerade an die Daten schwarz gestrichelt eingezeichnet. Die Messung wird bei einem stöchiometrischen Luft-Kraftstoff-Verhältnis ($\lambda = 1$) und einer Drehzahl von $1200 \text{ } 1/\text{min}$ durchgeführt. Der Kraftstoff wird wie zuvor in das Saugrohr eingespritzt, sodass eine homogene Gemischverteilung entsteht. Aus den Daten ist zu erkennen, dass die Intensitäten des Luft- und Kraftstoff-Signals in einem Bereich von $\pm 10\%$ von Zyklus zu Zyklus schwanken. Die Schwankungen sind hierbei in erster Linie auf Fluktuationen in der Laserenergie zurückzuführen. Das Verhältnis zwischen beiden Signalen ist allerdings trotz der Intensitätsschwankungen stabil, wie an dem linearen Verlauf der Daten und dem Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,9$ zu erkennen ist. Es ist zu beachten, dass die Ausgleichsgerade den Koordinatenursprung nicht schneidet. Dies ist durch den geringen Anteil der Kontinuumsstrahlung im Signal zu erklären. Aufgrund der unterschiedlichen Halbwertsbreiten der optischen Filter ist der Kontinuumsanteil in beiden Signalen unterschiedlich groß, wodurch der Versatz der Daten entsteht. Diese Verschiebung kann jedoch leicht bei der Verhältnisbildung berücksichtigt werden.

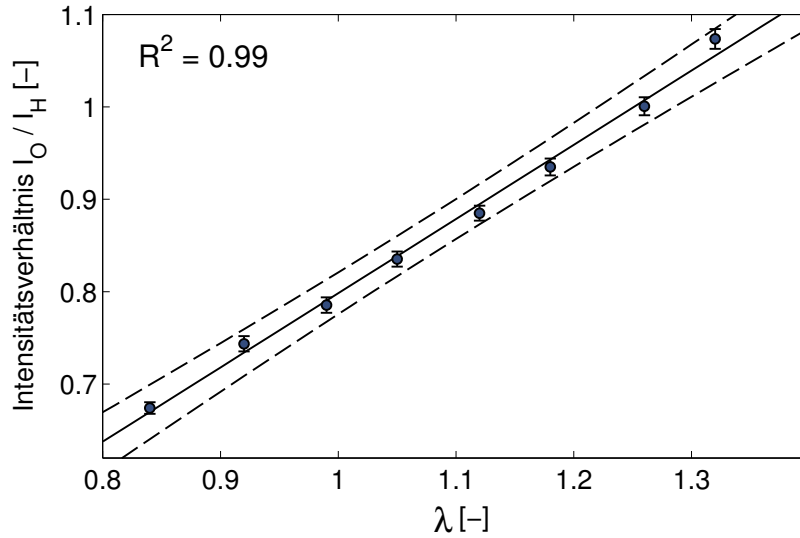


Abbildung 2.6: Kalibriergerade: LIBS-Intensitätsverhältnis I_O/I_H dargestellt über der Luftzahl λ . Die Standardabweichung der Intensitätsverhältnisse ist als Fehlerbalken aufgetragen. Die Ausgleichsgerade an die Daten ist schwarz dargestellt und der Fehlerbereich der λ -Bestimmung durch die schwarz gestrichelten Linien gekennzeichnet.

Zur Erzeugung einer Kalibriergerade wird das Intensitätsverhältnis I_O/I_H für verschiedene λ -Werte bestimmt. In Abbildung 2.6 ist exemplarisch eine Kalibriergerade dargestellt. Die Datenpunkte sind über 100 Arbeitsspiele gemittelt und die Standardabweichung ist als Fehlerbalken aufgetragen. Zudem ist eine Ausgleichsgerade schwarz eingezeichnet und der entsprechende Fehlerbereich schwarz gestrichelt dargestellt. Der Fehler setzt sich hierbei aus der Standardabweichung des Intensitätsverhältnisses und dem Steigungsfehler der Ausgleichsgeraden zusammen. Darüber hinaus wird die Messgenauigkeit der λ -Sonde im Abgas ($\Delta\lambda_{\text{Sonde}} = 0,01$) berücksichtigt. Aus den Daten sind zunächst die kleinen Fehlerbalken des Intensitätsverhältnisses zu erkennen ($\sim 1\%$), was die hohe Reproduzierbarkeit der LIBS-Messung bestätigt. Zudem besteht ein sehr guter linearer Zusammenhang zwischen dem LIBS-Intensitätsverhältnis und den λ -Werten. Das Bestimmtheitsmaß der linearen Regression nimmt hierbei einen Wert von $R^2 = 0,99$ an. Somit ist es möglich, anhand der LIBS-Daten quantitative λ -Messungen am Zündort für individuelle Arbeitsspiele durchzuführen. Der Messfehler liegt in der Größenordnung von $\Delta\lambda \sim 0,04$ wie am schwarz gestrichelten Fehlerbereich zu erkennen ist.

$$\lambda \propto \frac{m_L}{m_K} \propto \frac{I_O}{I_H} \quad (2.2)$$

Es ist zu beachten, dass Änderungen im Druck das Intensitätsverhältnis I_O/I_H beeinflussen. Daher verändert sich die Kalibrierung für verschiedene Brennraumgeometrien, Saugrohrdrücke und Zündwinkel. Um dieses zu berücksichtigen, wird für jeden untersuchten Betriebspunkt eine separate Kalibriergerade aufgezeichnet. Hierbei werden der Zündwinkel und der Saugrohrdruck konstant gehalten und lediglich die eingespritzte Kraftstoffmenge variiert.

2.1.3 Ergebnisse und Diskussion

Im Folgenden werden die Ergebnisse der lokalen λ -Bestimmung am Zündort mittels LIBS (im Weiteren als λ_{zo} bezeichnet) diskutiert. Zunächst werden die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen des λ_{zo} -Wertes für verschiedene Einspritzstrategien bewertet. Anschließend wird analysiert, in welchem Ausmaß die Fluktuationen in λ_{zo} für die zyklischen Schwankungen in dem Verbrennungsprozess verantwortlich sind. Hierzu werden die LIBS-Daten mit dem Verlauf des Zylinderinnendrucks verglichen.

Abbildung 2.7 zeigt λ_{zo} -Werte für 50 aufeinanderfolgende Motorzyklen und drei verschiedene Einspritzstrategien. Jeder Datenpunkt stellt einen individuellen Motorzyklus dar. Der eingezeichnete Fehlerbalken ergibt sich aus dem Fehlerbereich der Kalibriergeraden (siehe Abbildung 2.6). In allen drei Fällen wird der Motor bei einer Drehzahl von $1200 \frac{1}{\text{min}}$ und einem Saugrohrdruck von 400 mbar betrieben. Das globale Luft-Kraftstoff-Gemisch ist stöchiometrisch ($\lambda = 1$) und die Zündung erfolgt bei 17° KW v. ZOT. In Abbildung 2.7 (a) wird der Kraftstoff in das Saugrohr eingespritzt. Diese Einspritzung ist identisch zur Konfiguration für die Kalibrierung des LIBS-Sensors. Aus den Daten ist zu erkennen, dass die Fluktuationen in λ_{zo} sehr gering sind. Die Standardabweichung beträgt $\sigma\lambda_{zo} = 0,016$ und der Mittelwert von $\bar{\lambda}_{zo} = 1,01$ entspricht dem stöchiometrischen Gemisch. Dies bestätigt die Annahme einer homogenen Gemischverteilung aufgrund des langen Saugrohrs, wie es für die Kalibrierung von Bedeutung ist. In Abbildung 2.7 (b) wird die Direkteinspritzung verwendet. Der Kraftstoff wird in den Ansaugtakt bei 330° KW v. ZOT mit einem Mehrlochventil (Bosch, HDEV5) eingebracht. Dies entspricht einem typischen Einspritzzeitpunkt für den homogenen Motorbetrieb. Der Einspritzdruck beträgt 50 bar und liegt somit bei einem relativ niedrigen Druckniveau. Die Fluktuationen in λ_{zo} sind im Vergleich zur Saugrohreinspritzung erheblich größer und die Standardabweichung beträgt $\sigma\lambda_{zo} = 0,099$. Der Mittelwert liegt dennoch bei nahezu stöchiometrischen Bedingungen ($\bar{\lambda}_{zo} = 1,02$). Einzelne Motorzyklen schwanken jedoch in einem Bereich von $\lambda_{zo}^{\min} = 0,85$ bis $\lambda_{zo}^{\max} = 1,3$. Daher ist das Gemisch zum Zündzeitpunkt nicht perfekt homogen im Brennraum verteilt. Abschließend wird in Abbildung 2.7 (c) der Kraftstoff mittels Direkteinspritzung im Kompressionstakt (90° KW v. ZOT) eingespritzt. Auch hier werden ein Mehrlochventil und ein Einspritzdruck von 50 bar verwendet. Diese Konfiguration ist nicht typisch für den Homogenbetrieb, bestätigt aber die Funktionsfähigkeit der LIBS-Messtechnik. In der Abbildung können große zyklische Schwankungen in λ_{zo} beobachtet werden. Die Standardabweichung der Daten ist auf $\sigma\lambda_{zo} = 0,204$ angestiegen und einzelne Zyklen zeigen Werte in einem Bereich von $\lambda_{zo}^{\min} = 1,0$ bis $\lambda_{zo}^{\max} = 1,8$. Zudem hat sich der Mittelwert in den mageren Bereich verschoben ($\bar{\lambda}_{zo} = 1,36$). Die gestiegenen Fluktuationen in λ_{zo} sind erwartungsgemäß. Aufgrund der späten Einspritzung ist die Zeit zur Gemischaufbereitung nicht ausreichend lang und es treten zum Zündzeitpunkt große Gemischinhomogenitäten auf. Dies bestätigt, dass die Einspritzung in den Kompressionstakt für homogenen Motorbetrieb nicht relevant ist.

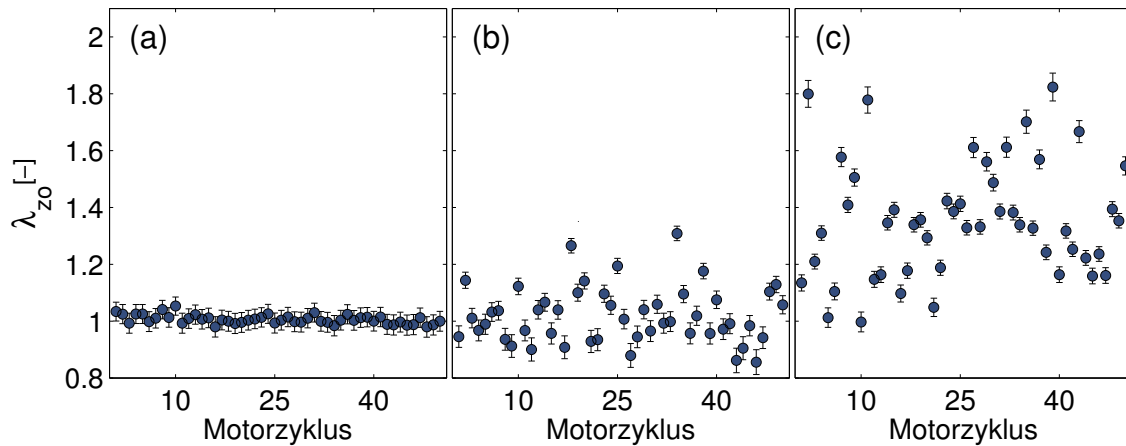


Abbildung 2.7: Bestimmung von λ_{zo} für 50 aufeinanderfolgende Motorzyklen für (a): Einspritzung in das Saugrohr, (b): Direkteinspritzung bei 330° KW v. ZOT und (c): Direkteinspritzung bei 90° KW v. ZOT.

Einfluss von λ_{zo} auf die Verbrennung

Im weiteren Verlauf wird analysiert, in welchem Ausmaß die Fluktuationen in λ_{zo} für die zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess verantwortlich sind. Hierzu werden Zusammenhänge zwischen λ_{zo} und den Kenngrößen der Verbrennung (Brenndauer MFB, $p_{m,i}$) untersucht. Die Bewertung der Verbrennung erfolgt anhand des Zylinderinnendrucks mithilfe einer kommerziellen Software (AVL, Indicom 2.2). Für die Experimente wird ein Betriebspunkt geringfügig außerhalb der Magergrenze gewählt ($\lambda = 1,4$). Bei diesen Bedingungen treten große zyklische Schwankungen und erste Zündaussetzer auf ($\text{cov}_{p_{m,i}} = 33\%$). Die Motordrehzahl beträgt 1200 1/min und der Saugrohrdruck liegt bei 400 mbar. Der Kraftstoff wird mittels Direkteinspritzung bei 330° KW v. ZOT mit einem Druck von 50 bar und einem Mehrlochventil in den Brennraum eingebracht. Aufgrund des mageren Gemisches verlangsamt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme. Um diesen Effekt zu kompensieren, wird der Zündzeitpunkt auf 29° KW v. ZOT nach „früh“ verschoben. Der Zündzeitpunkt wird hierbei so eingestellt, dass die Schwerpunktlage der Verbrennung den optimalen Kraftstoffverbrauch ergibt ($\text{MFB}_{50} \approx 12^\circ \text{ KW n. ZOT}$).

Abbildung 2.8 zeigt verschiedene Brenndauern ((a): 0 – 5 %, (b): 5 – 50 %, (c): 50 – 90 %) über λ_{zo} für 200 aufeinanderfolgende Motorzyklen (blaue Kreise). Zudem ist in Abbildung 2.8 (a) eine Ausgleichsgerade an die Daten schwarz gestrichelt dargestellt. Die Brenndauer wird aus der Differenz der entsprechenden Umsatzpunkte berechnet. So ist die 5–50 % Brenndauer die Zeitdifferenz zwischen den Punkten wenn 5 % und 50 % des Kraftstoffs verbrannt sind ($\text{MFB}_{50} - \text{MFB}_5$). Für Zyklen in denen ein Zündaussetzer auftritt wird keine Brenndauer bestimmt. Die Daten für die 0 – 5 % Brenndauer (Abbildung 2.8 (a)) zeigen eine leichte Tendenz zu längerer Brenndauer mit magererem Gemisch (größerem λ_{zo}). Dieses Verhalten ist erwartungsgemäß, da die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit magererem Gemisch abnimmt. Die Daten weisen jedoch eine große Streuung um die Ausgleichsgerade auf, wie an dem geringen Bestimmtheitsmaß von

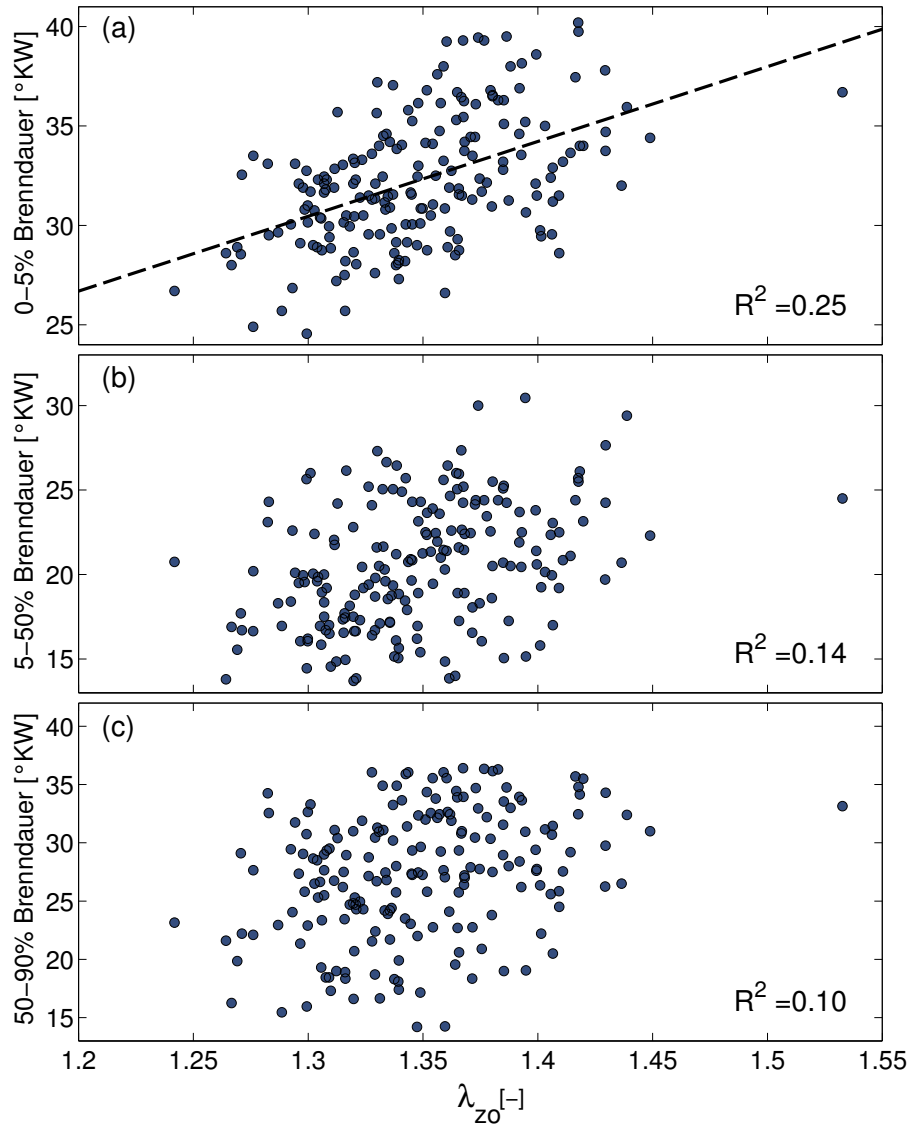


Abbildung 2.8: Brenndauer ((a): 0 – 5%, (b): 5 – 50%, (c): 50 – 90%) bestimmt mittels Druckverlaufsanalyse über λ_{zo} bestimmt mittels LIBS. Blaue Kreise repräsentieren individuelle Arbeitsspiele. In (a) ist eine Ausgleichsgerade schwarz gestrichelt eingezeichnet.

$R^2 = 0,25$ zu erkennen ist. Daher ist ein großer Fehler in der Steigung der Ausgleichsgeraden zu berücksichtigen. Der schwache Zusammenhang zwischen λ_{zo} und der Brenndauer zeigt zudem, dass der Einfluss von λ_{zo} auf die Frühphase der Verbrennung gering ist. Die Fluktuationen in λ_{zo} sind somit nicht die Hauptursache für die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung. Zu späteren Zeiten (5 – 50% und 50 – 90% Brenndauer, Abbildung 2.8 (b,c)) ist der Zusammenhang zwischen λ_{zo} und der Brenndauer noch geringer. Das Bestimmtheitsmaß sinkt deutlich auf $R^2 = 0,14$ bzw. $R^2 = 0,10$ und es kann keine signifikante Tendenz der Daten erkannt werden. Somit können die Schwankungen in der späteren Brenndauer nicht durch λ_{zo} -Fluktuationen erklärt werden. Der geringere Zusammenhang im Vergleich zu Abbildung 2.8 (a) ist erwartungsgemäß. Mit LIBS wird nur der Zündort, an welchem die Frühphase der Verbrennung stattfindet, analysiert.

Im späteren Verlauf der Verbrennung beeinflussen weitere Parameter (z.B. räumliche Kraftstoffverteilung, Brennraumströmung) den Verbrennungsprozess zusätzlich. Folglich nimmt der Einfluss von λ_{zo} auf die spätere Phase der Verbrennung ab. Zusammenfassend ist die geringe bis fehlende Korrelation in Abbildung 2.8 ein wertvolles Ergebnis. Sie zeigt, dass λ_{zo} keinen entscheidenden Einfluss auf die Dauer der Verbrennung hat und somit Fluktuationen im lokalen Luft-Kraftstoff-Verhältnis am Zündort nicht die Hauptursache für die zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess sind.

Des Weiteren wird untersucht, ob ein mageres Gemisch am Zündort eine potenzielle Ursache von Zündaussetzern ist. Hierzu wird, vergleichbar zur vorherigen Darstellung, der Zusammenhang zwischen dem indizierten Mitteldruck $p_{m,i}$ und λ_{zo} betrachtet. Da der indizierte Mitteldruck ein Maß für die Leistung des Motors darstellt, ist dieser gut zur Detektion von Zündaussetzern geeignet. Abbildung 2.9 zeigt den indizierten Mitteldruck über λ_{zo} für 200 Motorzyklen. Jeder Datenpunkt repräsentiert einen individuellen Motorzyklus, wobei der Betriebspunkt identisch zur vorherigen Messung gewählt wurde. Aus den Daten ist zu erkennen, dass für Motorzyklen mit $\lambda_{zo} < 1,35$ der indizierte Mitteldruck vergleichsweise hoch ist ($p_{m,i} > 1$) und somit keine Zündaussetzer auftreten. Im Bereich zwischen $1,35 < \lambda_{zo} < 1,45$ sinkt der indizierte Mitteldruck für einzelne Motorzyklen deutlich ab und nimmt teilweise negative Werte an. Daher treten Zyklen mit unvollständiger Verbrennung und Zündaussetzern auf. Für $\lambda_{zo} > 1,45$ zeigen letztendlich fast alle Motorzyklen Zündaussetzer ($p_{m,i} < 0$). Folglich bestätigen die Daten, dass ein hohes λ_{zo} (d.h. mageres Gemisch am Zündort) von großer Bedeutung für die Entstehung von Zündaussetzern ist. Dennoch ist zu berücksichtigen, dass auch die Zyklen mit $\lambda_{zo} < 1,35$ immer noch eine große Streuung im $p_{m,i}$ aufweisen ($\text{cov}_{p_{m,i}} = 21\%$). Dieser Wert liegt deutlich über der Laufgrenze von $\text{cov}_{p_{m,i}} = 5\%$. Dies bestätigt ebenfalls, dass die Fluktuationen in λ_{zo} nicht die Hauptursache für die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung sind.

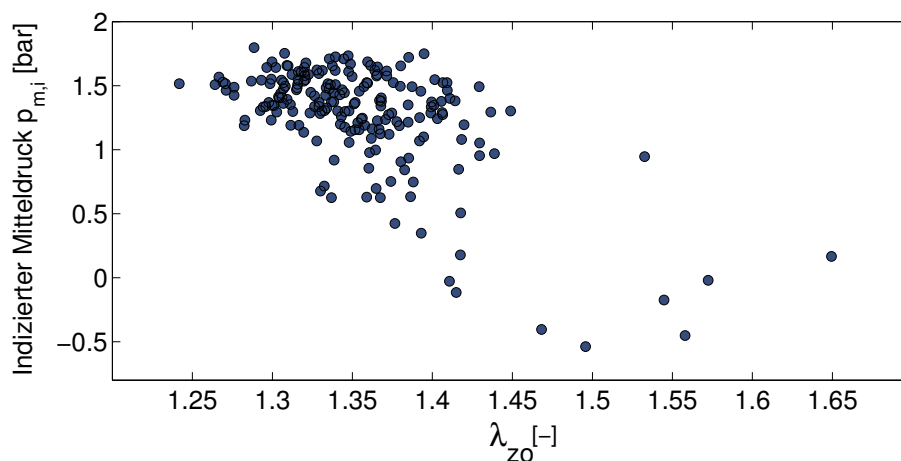


Abbildung 2.9: Indizierter Mitteldruck $p_{m,i}$ über λ_{zo} für 200 aufeinanderfolgende Motorzyklen bei magerem Motorbetrieb ($\lambda = 1,4$).

2.2 2D-Analyse des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses

Neben Informationen über das lokale λ am Zündort ist die räumliche λ -Verteilung von großem Interesse. Planare laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) ist eine verbreitete Messtechnik für die zweidimensionale Erfassung der Kraftstoffverteilung. Allerdings erweist sich allgemein eine Quantifizierung des LIF-Signals als schwierig. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Ansatz verfolgt und die Messtechniken LIF und LIBS simultan eingesetzt. Anschließend werden die aufgezeichneten LIF-Bilder mittels der LIBS-Daten kalibriert. Im Folgenden werden die Grundlagen der LIF-Messtechnik behandelt und der experimentelle Aufbau der simultanen LIF-LIBS-Messungen vorgestellt. Anschließend wird die zweidimensionale λ -Verteilung im Brennraum für verschiedene Motorparameter untersucht.

2.2.1 Grundlagen der laserinduzierten Fluoreszenz

Die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) ist in der Verbrennungsdiagnostik eine etablierte Messtechnik zur Detektion relevanter Spezies (z.B. OH, O₂, NO, CH, CN, NH, C₂). Einen umfassenden Überblick über die LIF-Technik kann aus [3, 9, 68] entnommen werden. In Abbildung 2.10 ist der Prozess der LIF schematisch skizziert. Der Einfachheit halber sind die Energieniveaus für ein zweiatomiges Molekül (AB) dargestellt. Die Gesamtenergie des Moleküls E_{ges} setzt sich aus der Summe der elektronischen Energie E_e , Vibrationsenergie E_v und Rotationsenergie E_r zusammen. Die elektronischen Energiezustände sind hierbei in Vibrationsniveaus unterteilt, welche wiederum in mehrere Rotationsniveaus aufgespalten sind.

$$E_{ges} = E_e + E_v + E_r \quad (2.3)$$

Bei der LIF wird ein Molekül gezielt mit Laserlicht der Frequenz f angeregt. Das Molekül absorbiert ein Photon der Energie hf und geht dabei in einen elektronisch angeregten Zustand (AB^*) über. Die Energiedifferenz zwischen den Zuständen entspricht dabei der Energie des Photons ($E^* - E = hf$). Nach einer gewissen Lebensdauer relaxiert das Molekül zurück in einen niedrigeren Energiezustand. Dieses kann auf verschiedene Arten stattfinden. Zum einen durch spontane Emission eines Photons, was die gewünschte Fluoreszenz darstellt. Hierbei treten (entsprechend der Franck-Condon-Faktoren) Übergänge in verschiedene Rotations- oder Vibrationsniveaus des elektronischen Grundzustandes auf. Zudem finden insbesondere bei komplexen organischen Molekülen (wie Aromaten im Rahmen dieser Arbeit) während der Verweilzeit im elektronisch angeregten Zustand zusätzliche strahlungslose Rotations- oder Vibrationsenergietransfers (RET, VET) in geringere Energieniveaus statt. Von dort relaxiert das Molekül anschließend durch Emission eines Photons in den elektronischen Grundzustand. Aufgrund dieser Prozesse ist das Fluoreszenzsignal zu geringeren Frequenzen verschoben (Rotverschiebung). Darüber hinaus kann das Molekül über strahlungslose Vorgänge den angeregten Zustand verlassen. So kann das Molekül prädissoziieren und die Anregungsenergie in Translationsenergie der Fragmente übergehen. Auch kann eine Fluoreszenzlöschung aufgrund von Stößen mit Molekülen des Umgebungsgases (Quenching)

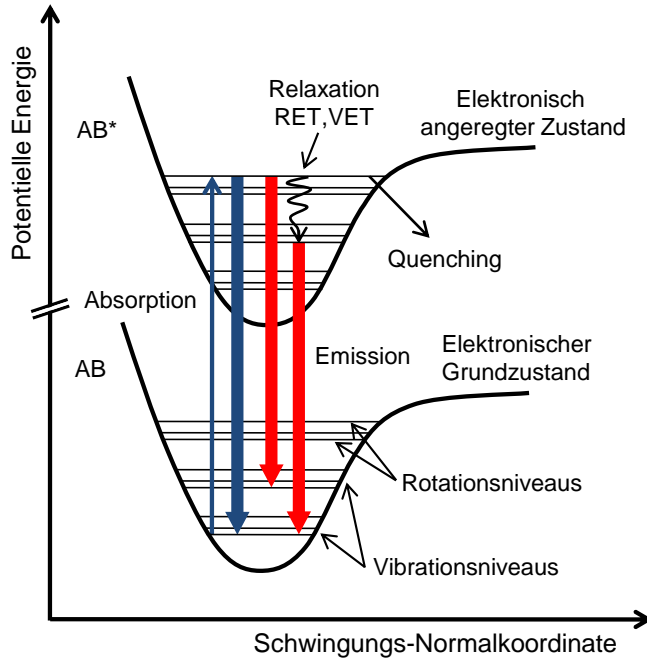


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der Absorption und Emission bei der LIF.

auftreten. Insbesondere können Aromaten durch Stöße mit molekularem Sauerstoff in einen metastabilen Triplett-Zustand übergehen. Hierbei wird ein Teil der Anregungsenergie an das Sauerstoff-Molekül übertragen, welches vom Triplett-Grundzustand in den angeregten Singulett-Zustand übergeht [9].

Für den Bereich einer schwachen Laseranregung kann die Intensität des Fluoreszenzsignals I_{LIF} für den Übergang ($k \rightarrow i$) wie folgt beschrieben werden [68].

$$I_{LIF} = c \underbrace{I_{Laser} N(p, T) f_{v,j}(T) B_{i'k'} \Gamma(p, T)}_{\text{Absorption}} \underbrace{\frac{A_{ki}}{\sum_j A_{kj} + Q_k(p, T) + P_k}}_{\text{Fluoreszenzquantenausbeute}} \quad (2.4)$$

Hierbei ist c ein Parameter, der die Gegebenheiten des experimentellen Aufbaus wiedergibt. Der erste Term beschreibt die Absorption der Photonen, welche proportional zur Anzahldichte der anregbaren Moleküle ist. Diese wiederum ergibt sich aus der Teilchenanzahldichte $N(p, T)$ multipliziert mit dem Anteil der Moleküle im entsprechenden Grundzustand i' ($f_{v,j}(T)$ – Boltzmann fraction). Zudem beschreibt der Einstein $B_{i'k'}$ Koeffizient die Absorptionsfähigkeit des anzuregenden Übergangs ($i' \rightarrow k'$). Des Weiteren ist die LIF-Intensität proportional zur Laserintensität I_{Laser} und dem spektralen Überlapp $\Gamma(p, T)$ zwischen Laser-Linienform und Absorptionsprofil. Der zweite Term von Gleichung 2.4 stellt die Fluoreszenzquantenausbeute dar. Diese gibt den Anteil der spontanen Emission in den gewünschten Grundzustand gegenüber den gesamten Zerfallsmechanismen an. Die Rate der spontanen Emission wird dabei über den entsprechenden Einstein A_{ki} Koeffizienten beschrieben. Die Rate der gesamten Zerfallsprozesse besteht aus der Summe der spontanen Emission in alle Zustände ($\sum_j A_{kj}$), der Fluoreszenzlöschung aufgrund von Quenching (Q_k) sowie der Prädissoziation (P_k). Für die Quantifizierung des LIF-Signals ist zu berücksichtigen, dass in Gleichung 2.4 diverse Größen von der Temperatur T und dem Druck p abhängen. Die Quenchingrate

hängt zusätzlich von den zur Verfügung stehenden Stoßpartnern und somit der Gaszusammensetzung ab. Hierbei ist insbesondere die Sauerstoffkonzentration zu berücksichtigen, da Sauerstoff ein wichtiger Stoßpartner für die Fluoreszenzlöschung ist (Sauerstoffquenching). Folglich müssen für eine Quantifizierung des LIF-Signals die lokale Gaszusammensetzung und Temperatur bekannt sein. Diese Größen schwanken im Verbrennungsmotor jedoch von Zyklus zu Zyklus und stehen im Regelfall während der LIF-Messung nicht zur Verfügung.

Typischerweise werden für die LIF-Technik nicht fluoreszierende Ersatzkraftstoffe (z.B. Isooktan) verwendet und diesen spezielle Fluoreszenztracer hinzugefügt. Die beiden am meisten verbreiteten Tracerklassen sind aliphatische (nicht aromatische) Ketone und aromatische Kohlenwasserstoffe. Häufig genutzte Ketone sind Aceton und 3-Pentanon (Diethylketon) [9]. Die Eigenschaften der Ketone wurden bereits in mehreren Arbeiten experimentell untersucht [69, 70]. Aufgrund der hohen Dichte der Energiezustände absorbieren Ketone breitbandig im Bereich zwischen 220 nm und 330 nm. Daher können sie relativ einfach mit verschiedenen Lasersystemen (z.B. Excimer-Laser, frequenzvervierfachter Nd:YAG-Laser) im UV angeregt werden. Die anschließende Fluoreszenz tritt im Spektralbereich von ca. 330 – 550 nm auf [9]. Die Fluoreszenz der Ketone weist eine starke Temperaturabhängigkeit auf. Diese Eigenschaft kann im Gegenzug zur Temperaturbestimmung ausgenutzt werden [53]. Ein häufig verwendeter Tracer der aromatischen Kohlenwasserstoffe ist Toluol. Dieses absorbiert ebenfalls im UV (240 – 280 nm) und kann daher gut mithilfe verschiedener Lasersysteme angeregt werden. Die emittierte Fluoreszenz liegt im Spektralbereich 270 – 320 nm (Anregung bei 248 nm) [9]. Auch Toluol zeigt eine starke Temperaturabhängigkeit und wird daher für Temperaturmessungen verwendet. Zudem hat bei der Verwendung von Toluol das Sauerstoffquenching einen großen Einfluss auf die Signalintensität. Das Sauerstoffquenching kann hierbei ausgenutzt werden, um direkt λ -Werte mittels LIF zu bestimmen. Diese Technik wurde von Reboux et al. [71] vorgeschlagen und wird als FARLIF (*fuel-air-ratio-LIF*) bezeichnet. Die Quenchingrate kann hierzu durch die Anzahldichte der stoßenden Moleküle N_{O_2} und den Quenchingkoeffizienten k_q ausgedrückt werden ($Q = k_q N_{O_2}$). Ist das Quenching durch molekularen Sauerstoff dominant (d.h. $k_q N_{O_2} \gg \sum_j A_{kj} + P_k$), so können die anderen strahlungslosen Zerfallsprozesse vernachlässigt werden. Für diesen Fall ist die Intensität des LIF-Signals proportional zu $1/\lambda$ [9].

$$I_{LIF} \propto \frac{NA_{ki}}{\sum_j A_{kj} + k_q N_{O_2} + P_k} \approx \frac{NA_{ki}}{k_q N_{O_2}} \propto \frac{N}{N_{O_2}} \propto \frac{1}{\lambda} \quad (2.5)$$

Es ist zu beachten, dass die Intensität des LIF-Signals eine starke Temperaturabhängigkeit aufweist. So verändert sich die LIF-Intensität innerhalb der Temperaturspanne eines Kompressionstaktes um mehr als zwei Größenordnungen, was den Anwendungsbereich von FARLIF einschränkt [9].

In handelsüblichem Benzin sind eine Vielzahl von fluoreszierenden aromatischen Kohlenwasserstoffen vorhanden. Eine vollständige Quantifizierung der fluoreszierenden Moleküle ist allerdings schwierig, da verschiedene Stoffe mit unterschied-

lichen physikalischen Eigenschaften gleichzeitig fluoreszieren [9]. Dennoch ermöglicht die Verwendung von handelsüblichem Benzin vergleichsweise einfach die qualitative Visualisierung der Kraftstoffverteilung. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die LIF-Messung der Referenzkraftstoff CEC-RF 08-A-85 verwendet, wobei keine zusätzlichen Tracerstoffe hinzugefügt werden. Es wird angenommen, dass Toluol die dominante fluoreszierende Komponente des Kraftstoffs darstellt. Das Absorptions- und Fluoreszenzspektrum des verwendeten Kraftstoffs wurden in der Masterarbeit von Büchler [20], welche am hier diskutierten Projekt durchgeführt wurde, bestimmt. Das Absorptionsspektrum zeigt im UV-Spektralbereich bis 320 nm eine starke breitbandige Absorption. Für Wellenlängen größer 320 nm ist der Kraftstoff transparent. Daher kann auch der CEC-Kraftstoff gut mittels eines frequenzvervierten Nd:YAG-Lasers bei 266 nm angeregt werden. Das detektierte Fluoreszenzspektrum ist breitbandig und liegt im Bereich zwischen 270 – 350 nm. Somit ist eine spektrale Trennung von Anregungswellenlänge und Fluoreszenz möglich.

2.2.2 Aufbau und Funktionsweise von simultanem LIF-LIBS

In Abbildung 2.11 ist der experimentelle Aufbau für die simultanen LIF-LIBS-Messungen dargestellt. Der Aufbau besteht einerseits aus den zuvor beschriebenen Komponenten des LIBS-Systems. Hierbei werden die Laserpulse eines passiv gütegeschalteten Nd:YAG-Lasers zur Erzeugung des laserinduzierten Plasmas verwendet. Die Lichtemission des Plasmas wird anschließend in eine Faser eingekoppelt und zum Detektionsaufbau geleitet. Die Kalibrierung der LIBS-Daten wird, wie in Unterabschnitt 2.1.2 beschrieben, mithilfe der Einspritzung in das Saugrohr durchgeführt. Die Anregung der laserinduzierten Fluoreszenz erfolgt durch einen frequenzvervierten Nd:YAG-Laser bei 266 nm (Quantel, Brilliant B). Die Laserpulse haben eine Dauer von 5 ns und eine Energie von ca. 40 mJ. Mithilfe einer konkaven Zylinderlinse (Brennweite $f = -30$ mm) und einer sphärischen Konvexlinse (Brennweite $f = 500$ mm) wird aus den Laserpulsen ein Laserlichtschnitt geformt. Der Lichtschnitt wird über einen 45°-Umlenkspiegel durch das Kolbenfenster in den Brennraum eingekoppelt. Dort besitzt dieser eine Breite von 40 mm und eine Dicke von 1 mm. Zudem wird der Lichtschnitt mittig im Brennraum positioniert, sodass er sich mit dem Laserplasma überlagert. Als Kraftstoff wird der zuvor beschriebene Referenzkraftstoff verwendet. Die Fluoreszenz der im Kraftstoff enthaltenen Aromaten wird von einer bildverstärkten Kamera (LaVision, Nanostar) aufgezeichnet, die senkrecht zum Laserlichtschnitt orientiert ist. Vor der Kamera befinden sich optische Filter (Schott, WG320 + DUG11), die Licht im Spektralbereich 320 – 350 nm transmittieren. Daher werden gestreutes Laserlicht bei 266 nm unterdrückt und Effekte aufgrund von Selbstabsorption vermieden. Um die Kamera vor der hellen Lichtemission des Plasmas zu schützen, wird die LIBS-Messung 100 μ s zeitlich versetzt zur LIF-Messung durchgeführt. Die Zeitdifferenz entspricht hierbei der zeitlichen Schwankungsbreite des passiv gütegeschalteten Zündlasers. Die Experimente erfolgen unter Umgebungsluft, da der Sauerstoff in der Luft für die Kalibrierung des LIBS-Sensors, mithilfe der λ -Sonde im Abgas, benötigt wird. Somit tritt eine Reduzierung des LIF-Signals aufgrund

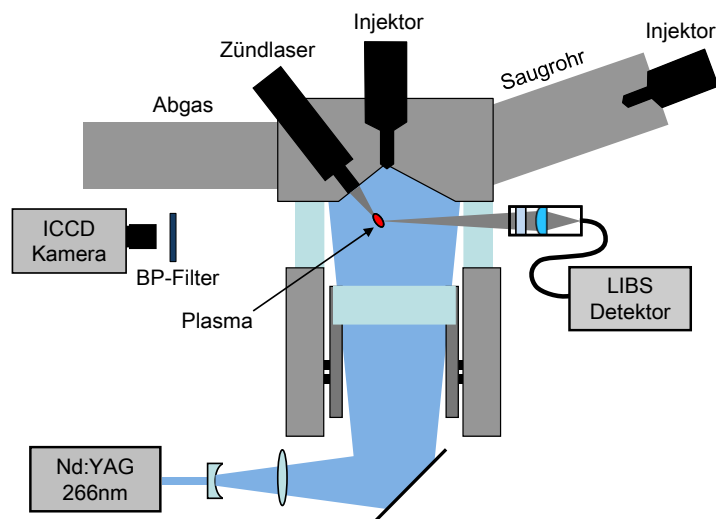


Abbildung 2.11: Experimenteller Aufbau der LIF-LIBS-Messungen am Transparentmotor. Zur besseren Sichtbarkeit der zweidimensionalen Zeichnung ist die Kamera in der Lichtschnittebene eingezeichnet – tatsächlich ist sie senkrecht dazu orientiert.

von Sauerstoffquenching auf. Wie in den vorherigen Messungen wird durch das Laserplasma das Luft-Kraftstoff-Gemisch gezündet, sodass alle Aufnahmen zum Zündzeitpunkt erfolgen.

Zur Reduzierung des Untergrundrauschens der Kamera wird ein Schwarzbild von den LIF-Bildern abgezogen. Zusätzlich werden mithilfe der Einspritzung in das Saugrohr LIF-Bilder einer homogenen Gemischverteilung aufgezeichnet. Diese Bilder werden im Weiteren als Weißbilder verwendet. Die später aufgenommenen LIF-Bilder werden durch das Weißbild dividiert und anschließend mit dem Mittelwert des Weißbildes multipliziert. Hierdurch werden Ungleichmäßigkeiten im Bild aufgrund von Verschmutzungen der optischen Komponenten oder Inhomogenitäten im Laserstrahlprofil herausgerechnet. Zudem wird die Abnahme der Laserintensität aufgrund von Absorption durch Kraftstoff im Mittel berücksichtigt. Um Schwankungen in der Laserenergie zu betrachten, wird ein Laserreflex am Brennraumrand detektiert. Die aufgezeichneten LIF-Bilder werden auf die Intensität des Reflexes normiert. Hierdurch können Schwankungen der LIF-Intensität, welche aufgrund von Fluktuationen in der Laserenergie verursacht werden, reduziert werden. Für die Zuordnung zwischen der LIBS-Messung und den LIF-Daten muss die Position des Laserplasmas in den LIF-Bildern bekannt sein. Hierzu wird das Zündplasma mit der Kamera aufgezeichnet und die Position mithilfe eines Schwellwertes bestimmt. Die dabei entstandene Markierung des Zündortes wird anschließend auf die LIF-Bilder angewendet.

Da die LIF-Messung unter Umgebungsluft erfolgt, ist das Sauerstoffquenching für die fluoreszierenden Aromaten (Toluol) der dominante strahlungslose Zerfallsprozess. Somit kann die FARLIF-Näherung (Gleichung 2.5) angewendet werden, nach welcher das LIF-Signal I_{LIF} proportional zu $1/\lambda$ ist. Zudem wird eine weitere Näherung durchgeführt und eine homogene Temperaturverteilung im Brennraum

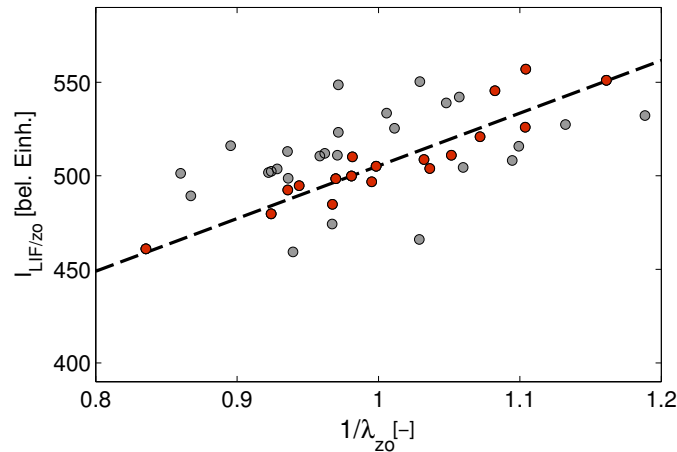


Abbildung 2.12: LIF-Signal am Zündort über entsprechendem $1/\lambda_{zo}$ bestimmt mittels LIBS. Rot eingezeichnete Zyklen werden kalibriert, wohingegen grau gekennzeichnete Zyklen nicht kalibriert werden. Eine Ausgleichsgerade ist schwarz gestrichelt eingezeichnet.

angenommen. Zur Kalibrierung der LIF-Bilder muss eine Kalibriergerade zwischen LIF-Intensität und $1/\lambda$ erstellt werden. Hierzu wird für jeden Motorzyklus der lokalen LIF-Intensität am Zündort $I_{LIF/zo}$ ein λ_{zo} -Wert aus der LIBS-Messung zugeordnet. Dieser Wert wird als Stützstelle für die Kalibrierung verwendet. In einem weiteren Schritt wird die Steigung der Kalibriergeraden bestimmt. Hierzu wird ein Ensemble von 45 Arbeitsspielen betrachtet. Da das lokale λ am Zündort von Zyklus zu Zyklus schwankt, kann innerhalb des Ensembles die Zuordnung zwischen LIF-Intensität und LIBS-Daten für verschiedene λ -Werte erfolgen. An die Daten wird anschließend eine Ausgleichsgerade angepasst und die Steigung der Ausgleichsgeraden als Steigung m der Kalibrierung verwendet. Dieser Sachverhalt ist beispielhaft in Abbildung 2.12 für eine Messung mit Direkteinspritzung dargestellt. In der Abbildung ist die LIF-Intensität am Zündort $I_{LIF/zo}$ über dem LIBS-Wert $1/\lambda_{zo}$ aufgetragen. Jeder Datenpunkt (graue und rote Kreise) repräsentiert einen individuellen Motorzyklus. Zudem ist eine Ausgleichsgerade an die Daten schwarz gestrichelt eingezeichnet. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Streuung der Daten um die Ausgleichsgerade relativ groß ist ($R^2 = 0,36$). Für die große Streuung können verschiedene Ursachen identifiziert werden. Zum einen treten im Brennraum zyklische Schwankungen in der Temperaturverteilung auf. Wie in Gleichung 2.4 beschrieben, reagiert das LIF-Signal empfindlich auf Veränderungen der Temperatur. Daher stellen Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in der Temperaturverteilung eine Fehlerquelle für die LIF-Messung dar. Zum anderen verursacht die kurze zeitliche Verzögerung zwischen der LIF- und LIBS-Messung einen weiteren Fehler. Da die Gemischbildung ein dynamischer Prozess ist, kann sich das lokale Gemisch zwischen den beiden Aufnahmezeitpunkten leicht verändern. Dieses hat ebenfalls direkten Einfluss auf die Kalibrierung. Der zeitliche Versatz zwischen den Messungen ist allerdings notwendig, da andernfalls das helle Strahlungskontinuum des Plasmas das LIF-Signal überstrahlt. Zusätzlich hierzu stellt eine nicht perfekte Übereinstimmung von LIF- und LIBS-Messort ebenfalls einen Fehler dar. Im Gegensatz zur LIF-Messung wird das LIBS-Signal von Fehlerquellen nicht so stark beeinflusst und ist daher wesentlich stabiler (siehe Abbildung 2.6).

Aufgrund der großen Streuung der Daten besteht eine gewisse Unsicherheit in der Steigung der Ausgleichsgeraden. Wird die Steigung zur Kalibrierung der LIF-Bilder verwendet, wirkt sich der Fehler entsprechend auf die kalibrierten λ -Verteilungen aus. Um diese Unsicherheit zu reduzieren, werden nur Zyklen kalibriert, welche in guter Übereinstimmung mit der Ausgleichsgeraden liegen (rot eingezeichnet). Zyklen, die einen größeren Abstand zur Ausgleichsgeraden ausweisen werden nur qualitativ ausgewertet und nicht kalibriert (grau eingezeichnet). Für die kalibrierten Zyklen wird der λ -Wert am Ort (x, y) wie folgt berechnet

$$\frac{1}{\lambda(x, y)} = \frac{1}{\lambda_{zo}} + m \cdot (I_{LIF}(x, y) - I_{LIF/zo}) \quad (2.6)$$

Hierbei ist $I_{LIF}(x, y)$ die LIF-Intensität am Ort (x, y) . $I_{LIF/zo}$ ist die lokale LIF-Intensität am Zündort und λ_{zo} der mittels LIBS bestimmte λ -Wert. Der Parameter m beschreibt die Steigung der Ausgleichsgeraden. Da sich Fehler in der Steigung insbesondere in großem Abstand zum Kalibrierbereich stark auswirken, wird die Kalibrierung lediglich für den Bereich $0,5 < \lambda < 2$ durchgeführt. Bereiche mit $\lambda < 0,5$ bzw. $\lambda > 2$ werden im Folgenden schwarz schraffiert bzw. weiß schraffiert dargestellt.

2.2.3 Ergebnisse und Diskussion

Abbildung 2.13 zeigt typische kalibrierte LIF-Bilder für individuelle Motorzyklen und verschiedene Einspritzstrategien. Die Farbkodierung stellt λ -Werte dar. Zudem ist in der Grafik der jeweilige λ_{zo} -Wert aus der LIBS-Messung und die Position des Plasmas angegeben (schwarzer Kreis). Alle Aufnahmen werden bei einem globalen stöchiometrischen Gemisch ($\lambda = 1$), einer Drehzahl von 1200 1/min und einem Saugrohrdruck von 400 mbar durchgeführt. Die Zündung und somit die λ -Messung erfolgt bei $17^\circ \text{ KW v. ZOT}$. In Abbildung 2.13 (a) ist die λ -Verteilung für die Einspritzung in das Saugrohr dargestellt. Das LIF-Bild zeigt ein sehr homogenes Gemisch bei $\lambda = 1$ und bestätigt somit die Annahme einer sehr guten Homogenisierung, wie es für die Kalibrierung des LIBS-Sensors von Bedeutung ist. Die geringfügigen Inhomogenitäten im Bild stammen von Ungleichmäßigkeiten im Laserlichtschnitt und Rauschen im LIF-Signal. Abbildung 2.13 (b) zeigt das LIF-Bild für die frühe Direkteinspritzung ($330^\circ \text{ KW v. ZOT}$) mittels eines Mehrlochventils. Der Einspritzdruck beträgt 50 bar und liegt somit bei einem vergleichsweise niedrigen Druckniveau. Im Gegensatz zur Einspritzung in das Saugrohr sind in der Gemischverteilung nun erste Inhomogenitäten zu erkennen. Vom Zündort abwärts befindet sich ein relativ fettes Gemisch im Bereich $\lambda \approx 0,8 - 0,9$. Zwischen der Injektorspitze und den Einlassventilen ist das Gemisch hingegen sehr mager ($\lambda > 2$). Zu späteren Einspritzzeitpunkten wird, wie erwartet, die Gemischverteilung noch inhomogener. Dieses ist in Abbildung 2.13 (c) für die Direkteinspritzung bei $180^\circ \text{ KW v. ZOT}$ zu erkennen. Auch hier tritt ein fettes Gemisch um den Zündort herum auf ($\lambda < 0,8$). Über der Mitte des Kolbens und am rechten oberen Rand des Brennraums ist hingegen kaum Kraftstoff vorhanden ($\lambda > 2$). Zwischen den mageren und fetten Bereichen können zudem steile λ -Gradienten beobachtet werden.

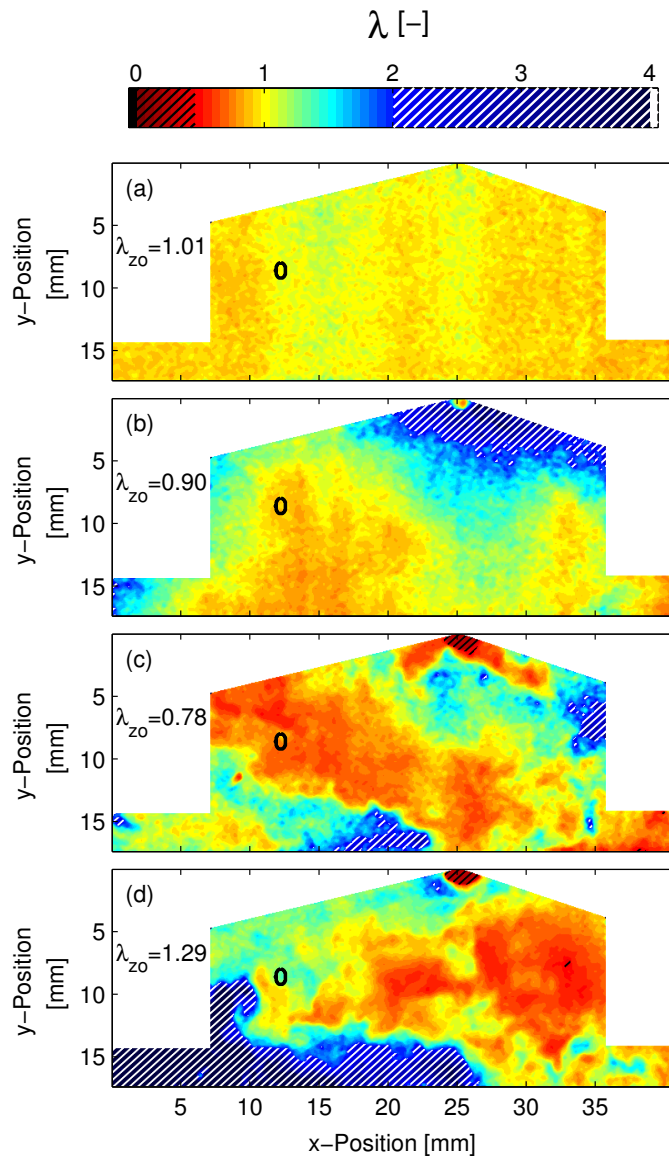


Abbildung 2.13: Zweidimensionale λ -Verteilungen individueller Motorzyklen aufgezeichnet mittels LIF-LIBS für (a): Einspritzung in das Saugrohr, (b): Direkteinspritzung bei 330° KW v. ZOT, (c): Direkteinspritzung bei 180° KW v. ZOT, (d): Direkteinspritzung bei 90° KW v. ZOT.

Zusätzlich hierzu tritt an der Kuppe des Einspritzventils ein sehr fettes Gemisch auf ($\lambda < 0,5$). In Abbildung 2.13 (d) ist die späteste Direkteinspritzung dargestellt (90° KW v. ZOT). Der Kraftstoff befindet sich hierbei lediglich im oberen rechten Bereich des Brennraums. Innerhalb der Kraftstoffwolke treten λ -Fluktuationen im Intervall $\lambda = 0,7 - 1,3$ auf. Im unteren linken Bereich des Brennraums ist das Gemisch hingegen sehr mager ($\lambda > 2$). Auch können erneut steile λ -Gradienten und ein fettes Gemisch am Einspritzventil beobachtet werden. Zusammenfassend entsprechen die Ergebnisse der Erwartung. Während bei der Einspritzung in das Saugrohr ein homogenes Gemisch erzeugt wird, treten bei der Direkteinspritzung Inhomogenitäten in der Gemischverteilung auf. Mit späterem Einspritzzeitpunkt nehmen die Inhomogenitäten zu, da das Zeitfenster für die Gemischaufbereitung verkürzt wird. Diese Ergebnisse zeigen exemplarisch die Möglichkeit, mithilfe von LIF-LIBS zweidimensionale quantitative λ -Verteilungen (wenn auch mit einer gewissen Messunsicherheit) im Brennraum zu erfassen.

Im Folgenden wird die LIF-LIBS-Messtechnik eingesetzt, um die räumliche Zuordnung zwischen Kraftstoff und Zündort im Schichtbetrieb zu untersuchen. Im Schichtbetrieb wird der Kraftstoff im Kompressionstakt eingespritzt und somit eine Ladungsschichtung zwischen Kraftstoff und Frischluft erzeugt. Hierbei muss reproduzierbar sichergestellt werden, dass zum Zündzeitpunkt zündfähiges Gemisch am Zündort vorliegt. Aufgrund des sehr inhomogenen Gemisches im Schichtbetrieb liegen große Gebiete des Brennraums außerhalb des Kalibrierbereiches ($0,5 < \lambda < 2$). Daher wird auf eine Kalibrierung der LIF-Bilder verzichtet und lediglich die normierte LIF-Intensität betrachtet. Dennoch ist die Kombination von LIF und LIBS auch im Schichtbetrieb sehr nützlich. So wird mittels LIBS der λ -Wert am Zündort quantitativ bestimmt. Zusätzlich kann mit LIF die Lage der Kraftstoffwolke im Vergleich zum Zündort untersucht werden. Hieraus können Verbesserungen in Bezug auf die Auslegung des Einspritzventils oder die Position des Zündortes abgeleitet werden. Im Folgenden werden zwei Einspritzventile – ein Mehrlochventil und ein rotationssymmetrisches Ringspaltventil – betrachtet. Zudem wird die Position des Zündplasmas variiert. Neben dem bisherigen 6 mm Abstand zum Austrittsfenster des Zündlasers wird auch ein tieferer Zündort mit 11 mm Abstand untersucht.

Abbildung 2.14 zeigt LIF-Bilder für die verschiedenen Einspritzventile und Zündorte. Die LIF-Bilder sind auf das jeweilige Maximum normiert und über 50 Motorzyklen gemittelt. Zudem ist in der Abbildung die Position des Zündplasmas eingezeichnet (weißer Kreis) und das mittlere λ aus der LIBS-Messung angegeben ($\bar{\lambda}_{zo}$). Die Zündung und somit auch die LIF-Messung erfolgen bei 17° KW v. ZOT. Die Messungen werden bei einer Drehzahl von 1200 1/min, einem Saugrohrdruck von 400 mbar und einem globalen Gemisch von $\lambda = 1$ durchgeführt. Es ist zu beachten, dass diese Betriebsparameter keinen typischen Schichtbetrieb darstellen. Normalerweise wird im Schichtbetrieb der Motor entdrosselt (d.h. bei einem Saugrohrdruck von 1 bar) betrieben und das globale Luft-Kraftstoff-Verhältnis liegt im Bereich $\lambda \approx 2 - 4$. Bei einem entdrosselten Motorbetrieb kann der LIBS-Sensor allerdings nicht kalibriert werden. Bei dem für die Kalibrierung notwendigen homogenen Gemisch um $\lambda = 1$ wird der Druckanstieg im Brennraum zu groß und kann somit eine Beschädigung des Motors verursachen. Die verwendeten Motorparameter beeinflussen jedoch nicht das prinzipielle Problem der räumlichen Zuordnung zwischen Kraftstoff und Zündort. Aufgrund des angedrosselten Motorbetriebes verschlechtert sich allerdings die Laufruhe deutlich. Um dieses zu kompensieren, wird mehr Kraftstoff hinzugefügt und der Motor bei stöchiometrischem Gemisch betrieben. Der Einspritzzeitpunkt liegt zwischen 32° – 21° KW v. ZOT und wird jeweils so eingestellt, dass der bestmögliche Motorlauf (d.h. geringste Aussetzerrate) erreicht wird.

In allen Aufnahmen ist zunächst die Ladungsschichtung deutlich zu erkennen. In Abbildung 2.14 (a) ist die LIF-Intensität für das Mehrlochventil mit dem 6 mm Zündort dargestellt. Die Einspritzung beginnt bei 25° KW v. ZOT. Das LIF-Bild zeigt, dass zum Zündzeitpunkt das Einspritzventil noch geöffnet ist. Auch sind die verschiedenen Strahlkeulen des Kraftstoffsprays zu erkennen. Der Winkel zwischen den Strahlkeulen ist allerdings relativ klein, sodass sich die Kraftstoffwolke rechts

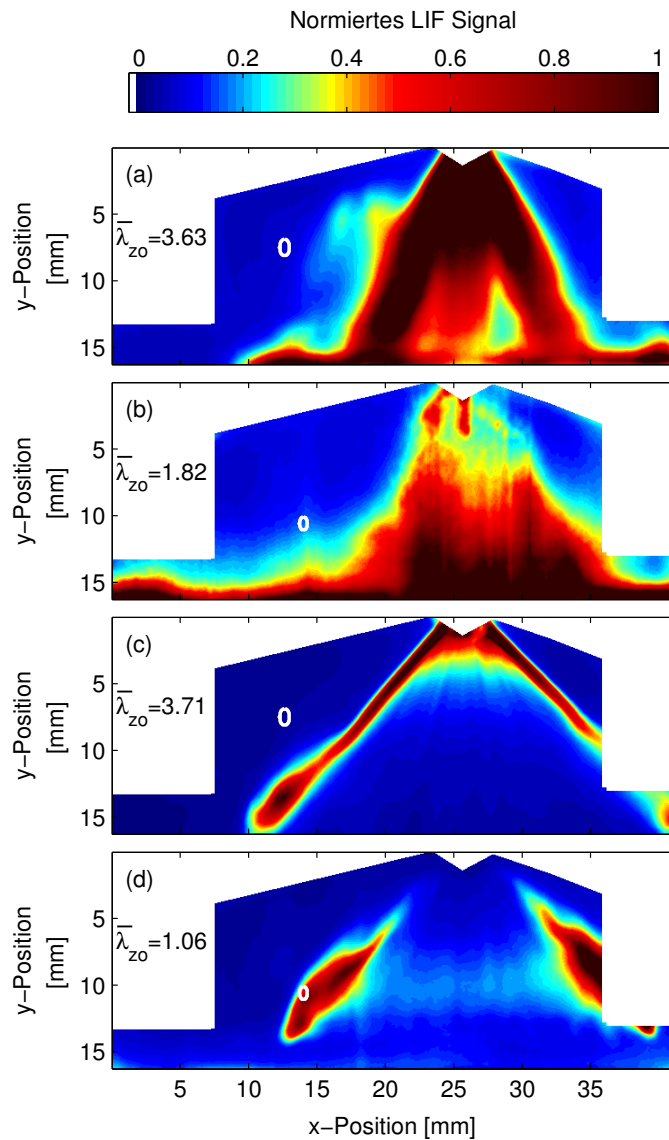


Abbildung 2.14: Gemittelte LIF-Intensität im Schichtbetrieb. (a,b): Mehrlochventil mit 6 mm bzw. 11 mm Zündort, (c,d): Ringspaltventil mit 6 mm bzw. 11 mm Zündort.

vom Zündort befindet. Das magere Gemisch am Zündort wird auch durch die LIBS-Messung bestätigt ($\bar{\lambda}_{zo} = 3,63$). Somit ist offensichtlich, dass die Zuordnung zwischen Kraftstoff und Zündort ungenügend ist. Daher wird im Folgenden der Zündort versetzt und die 11 mm Position verwendet (siehe Abbildung 2.14 (b)). Hierbei wird der Einspritzbeginn auf 32° KW v. ZOT verschoben, wodurch die Einspritzung kurz vor der Zündung bereits abgeschlossen ist. Zum Zündzeitpunkt liegt eine breit verteilte Kraftstoffwolke über dem Kolben. Der Zündort befindet sich hierbei geringfügig über dem Rand der Kraftstoffwolke. Folglich ist die Zuordnung zwischen Kraftstoff und Zündort im Vergleich zu der 6 mm Zündposition deutlich besser. Da das Gemisch am Zündort allerdings immer noch relativ magere λ -Werte aufweist ($\bar{\lambda}_{zo} = 1,82$), ist die Zuordnung noch nicht ausreichend erfüllt.

In Abbildung 2.14 (c) ist das Ringspaltventil mit dem 6 mm Zündort gezeigt. Die Einspritzung beginnt bei 21° KW v. ZOT, sodass zum Zündzeitpunkt das Ventil noch geöffnet ist. Im LIF-Bild ist das kegelförmige Kraftstoffspray gut zu erkennen. Der Zündort befindet sich jedoch deutlich außerhalb der Kraftstoffwolke. Daher ist das Gemisch mit $\bar{\lambda}_{zo} = 3,71$ sehr mager und somit die Zuordnung zwischen

2. Analyse des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses

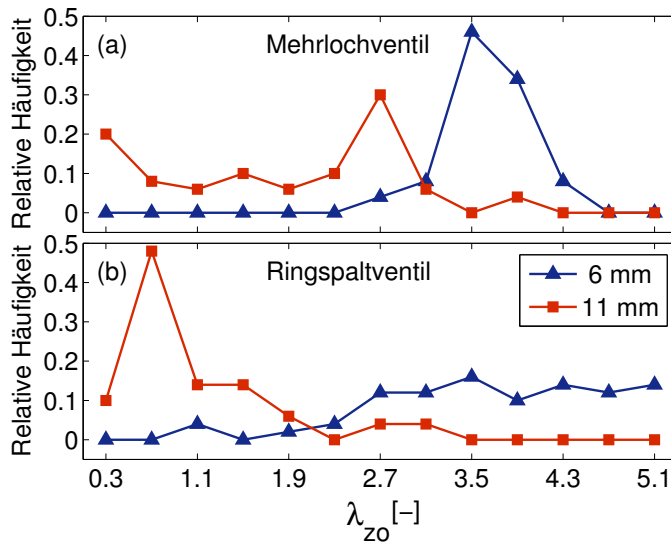


Abbildung 2.15: Relative Häufigkeit des λ -Wertes am Zündort bestimmt mittels LIBS für (a) Mehrlochventil und (b) Ringspaltventil. Die Daten des 6 mm Zündortes sind als blaue Dreiecke eingezeichnet und die Daten des 11 mm Zündortes als rote Quadrate dargestellt.

Kraftstoff und Zündort ungenügend. Zur Verbesserung der Zuordnung wird im Folgenden der 11 mm Zündort verwendet (siehe Abbildung 2.14 (d)). Zudem wird der Kraftstoff mit dem Ringspaltventil in drei kurz aufeinanderfolgenden Einspritzungen in den Brennraum eingebracht. Hierbei beginnt die erste Einspritzung bei 30° KW v. ZOT. Auf dem LIF-Bild ist zu erkennen, dass zum Zündzeitpunkt das Einspritzventil bereits geschlossen ist. Zudem konnte durch die Mehrfacheinspritzung die Eindringtiefe des Kraftstoffsprays reduziert werden. Während sich bei der Einfacheinspritzung (Abbildung 2.14 (c)) das Kraftstoffspray noch bis zum Kolben ausbreitet, liegt die Kraftstoffwolke bei der Mehrfacheinspritzung einige Millimeter höher. Darüber hinaus weist die Kraftstoffwolke eine torusförmige Struktur auf. Aufgrund der Beleuchtung mittels des Lichtschnittes erscheint diese Struktur in der LIF-Aufnahme als zwei getrennte Kraftstoffgebiete. Durch die tiefere Position des Zündortes liegt dieser nun innerhalb der Kraftstoffwolke. Die LIBS-Messung bestätigt, dass im Mittel ein nahezu stöchiometrisches Gemisch am Zündort vorliegt ($\bar{\lambda}_{zo} = 1,06$). Die Zuordnung zwischen Kraftstoff und Zündort konnte somit mit dieser Kombination von Einspritzventil und Zündposition sehr gut erfüllt werden.

Im Weiteren werden die LIBS-Daten statistisch ausgewertet. Hierzu werden aus den 50 Motorzyklen der vorherigen Abbildung Histogramme der λ_{zo} -Werte erstellt. In Abbildung 2.15 ist die relative Häufigkeit über λ_{zo} dargestellt. Es ist zu beachten, dass einige λ_{zo} -Werte deutlich außerhalb des Kalibrierbereiches des LIBS-Sensors liegen. Da mit steigender Entfernung zur Kalibrierung der Messfehler ansteigt, sind Werte weit außerhalb von $\lambda_{zo} \approx 0,8 - 1,4$ lediglich als Tendenz zu verstehen. In Abbildung 2.15 (a) sind die Messungen für das Mehrlochventil aufgetragen. Mit dem 6 mm Zündort (blaue Dreiecke) tritt eine relativ schmale Verteilung zwischen $\lambda_{zo} \approx 3,1 - 4,3$ auf. Außerhalb dieses Intervalls können keine Werte beobachtet werden. Die schmale Verteilung liegt allerdings deutlich außerhalb der Zündgrenzen. Die Daten des 11 mm Zündortes (rote Quadrate) zeigen eine wesentlich breitere Verteilung. Hierbei sind zwei lokale Maxima bei $\lambda_{zo} \approx 0,3$ und $\lambda_{zo} \approx 2,7$ zu erkennen. Die breite Verteilung ist durch die Position des Zündortes im Vergleich zur Kraftstoffwolke zu erklären (siehe Abbildung 2.14 (b)). Da

der Zündort am Rand der Kraftstoffwolke liegt, ist der Gradient in der λ -Verteilung in der Nähe des Zündortes sehr steil. Daher bewirken kleine Änderungen in der Position der Kraftstoffwolke eine große Streuung in λ_{zo} . In Abbildung 2.15 (b) sind die Messungen für das Ringspaltventil eingezeichnet. Das Histogramm für den 6 mm Zündort zeigt eine sehr breite Streuung der Daten im mageren Bereich ($\lambda_{zo} \approx 2,7 - 5,1$). Innerhalb dieses Intervalls sind die λ_{zo} -Werte relativ gleichmäßig verteilt. Das Gemisch befindet sich somit in fast allen Zyklen außerhalb der Zündgrenzen. Die Daten des 11 mm Zündortes zeigen einen klaren Schwerpunkt im fetten Bereich (50 % bei $\lambda_{zo} \approx 0,7$). Zudem befindet sich in 85 % der Zyklen das Gemisch im Intervall $\lambda_{zo} \approx 0,3 - 1,5$. Somit liegt in den meisten Zyklen reproduzierbar zündfähiges Gemisch am Zündort vor. Daher ist in diesem Fall die Zuordnung von Kraftstoff und Zündort deutlich besser als bei den vorherigen Messungen. Dennoch treten auch hier einzelne Zyklen außerhalb der Zündgrenzen auf ($\lambda_{zo} \approx 3$), was sich in Form von Aussetzern im Motorlauf bemerkbar macht.

2.3 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass LIBS zur simultanen Zündung und λ -Bestimmung in Verbrennungsmotoren eine sehr geeignete Messtechnik ist. Hierzu wurde ein faseroptischer LIBS-Sensor aufgebaut und kalibriert. Die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen des lokalen λ -Wertes am Zündort (λ_{zo}) wurden für verschiedene Einspritzstrategien untersucht. Die Daten zeigten, dass bei der Einspritzung in das Saugrohr sehr geringe Fluktuationen in λ_{zo} auftreten. Bei der Direkteinspritzung konnten hingegen deutliche Schwankungen beobachtet werden, wobei die Fluktuationen, wie erwartet, mit späterer Einspritzung stark ansteigen. Der Vergleich mit dem Zylinderinnendruck zeigte, dass die λ_{zo} -Fluktuationen nicht die Ursache für die zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess sind. So konnte lediglich ein geringer Einfluss von λ_{zo} auf die frühe Phase der Verbrennung identifiziert werden. Für den restlichen Verlauf des Verbrennungsprozesses wurde kein signifikanter Zusammenhang gefunden. Somit können die Fluktuationen in λ_{zo} als Ursache für die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung ausgeschlossen werden. Darüber hinaus zeigen die Daten, dass ein sehr mageres Gemisch am Zündort eine wichtige Quelle für einzelne Zündaussetzer darstellt. In einem erweiterten Aufbau wurde die laserinduzierte Fluoreszenz simultan zur LIBS-Messtechnik aufgezeichnet. Die LIF-Bilder wurden anschließend mithilfe der LIBS-Daten kalibriert. Hierdurch konnten zweidimensionale quantitative λ -Verteilungen (wenn auch mit einer gewissen Messunsicherheit) detektiert werden. Die λ -Verteilungen wurden für verschiedene Einspritzstrategien untersucht. Die Einspritzung in das Saugrohr zeigte hierbei eine sehr homogene Gemischverteilung. Für die Direkteinspritzung wurden hingegen deutlich größere Inhomogenitäten im Luft-Kraftstoff-Gemisch beobachtet. Abschließend wurde im Schichtbetrieb die räumliche Zuordnung zwischen Kraftstoff und Zündort für verschiedene Einspritzventile und Zündorte untersucht. Somit liefert die Kombination von LIF und LIBS, zusätzlich zu λ_{zo} , wertvolle Informationen über die zweidimensionale Kraftstoffverteilung im Brennraum.

3 Analyse der Brennraumströmung

Eine weitere potenzielle Ursache für die zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess ist die Brennraumströmung, welche im Rahmen dieses Kapitels behandelt wird. Allgemein sind die Strömungsvorgänge in Verbrennungsmotoren seit Jahrzehnten von großem Interesse [72]. Zur experimentellen Bestimmung der Brennraumströmung existieren mehrere optische Messtechniken. So ist die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ein seit langem etabliertes Verfahren zur punktuellen Messung der Geschwindigkeit [73]. Bei der LDA werden der Strömung Partikel zugegeben und diese mit Laserlicht beleuchtet. Die Doppler-Verschiebung des Streulichtes wird anschließend zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit verwendet. Zur zweidimensionalen Erfassung von Strömungen stellt die Particle Image Velocimetry (PIV) eine verbreitete Messtechnik dar. Bei dieser werden der Strömung ebenfalls Partikel zugegeben und in einem kurzen zeitlichen Abstand beleuchtet und fotografiert. Aus den Bildern wird anschließend die Verschiebung der Partikel berechnet und aus dieser das Geschwindigkeitsfeld bestimmt. Mittels PIV können typischerweise nur zwei Komponenten (2C) des Strömungsfeldes in einer Ebene (2D) erfasst werden (2C/2D-PIV). Die Erweiterung zu stereoskopischem PIV ermöglicht die Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten innerhalb der Messebene (3C/2D-PIV) [74]. Um alle drei Komponenten des Geschwindigkeitsfeldes in drei Dimensionen zu bestimmen, kann tomographisches PIV angewendet werden (3C/3D-PIV) [75]. Der experimentelle Aufwand ist hierbei jedoch erheblich größer als bei konventionellem 2C/2D-PIV.

Eine der ersten Anwendungen der PIV in Verbrennungsmotoren wurde von Reuss et al. [76] durchgeführt. In weiteren Studien wurden die zyklischen Schwankungen der Brennraumströmung analysiert [77, 78]. Jüngste Entwicklungen in Kamera- und Lasertechnologie erlauben zudem zeitlich hochaufgelöste PIV-Messungen im kHz-Bereich (HS-PIV) [11, 13]. Die Auflösung ist hierbei ausreichend hoch, um die Entwicklung des Strömungsfeldes innerhalb eines Motorzyklus zu verfolgen. Der Großteil der vorgestellten PIV-Studien wurde bei geschlepptem Motorbetrieb durchgeführt. Messungen im gefeuerten Betrieb sind hingegen nur vereinzelt veröffentlicht [12, 14, 15]. So haben z.B. Fajardo und Sick [15] Hochgeschwindigkeits-UV-PIV im Schichtbetrieb eines gefeuerten Transparentmotors realisiert. Des Weiteren sind bei der PIV die verwendeten Tracerpartikel von großer Bedeutung. Einen Überblick über mögliche Tracer gibt Reeder et al. [79]. Für motorische Anwendungen werden meist flüssige Tröpfchen (z.B. Öltröpfchen) als Tracer verwendet [11, 12]. Flüssige Tracer haben den Vorteil, dass sie kein abrasives Verhalten zeigen und somit den Motor nicht beschädigen. Nachteilig ist, dass sie bei hohen Temperaturen verdunsten. Daher sind Messungen zum Ende

der Kompression und während der Verbrennung nur schwer möglich. Die Verwendung von Feststoffpartikeln löst dieses Problem. Typische Feststofftracer sind TiO_2 oder sogenannte Microballons [13]. Diese Stoffe zeigen jedoch ein abrasives Verhalten und verursachen eine starke Abnutzung des Motors. Aus diesem Grund werden neuerdings Festschmierstoffe (z.B. Bornitrid oder Graphit) als Tracer eingesetzt [80]. Diese sind nicht abrasiv und somit gut für innermotorische Messungen geeignet.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Hochgeschwindigkeits-2C/2D-PIV zur Bestimmung der Brennraumströmung verwendet. Als Tracer kommen Graphitpartikel zum Einsatz, wodurch Messungen während des gesamten Motorzyklus ermöglicht werden. Zudem wird die Auswirkung der Benzindirekteinspritzung auf die Brennraumströmung betrachtet und Messungen im gefeuerten Motorbetrieb durchgeführt. Hierbei wird der Einfluss der Brennraumströmung auf die zyklischen Schwankungen des Verbrennungsprozesses bewertet. In einem modifizierten Versuchsaufbau wird zusätzlich zum Strömungsfeld das Flammeneigenleuchten simultan aufgezeichnet.

Das Kapitel ist wie folgt gegliedert. In Abschnitt 3.1 werden zunächst die theoretischen Grundlagen der PIV erläutert. Daraufhin wird der experimentelle Aufbau der PIV am Transparentmotor vorgestellt (Abschnitt 3.2). In Abschnitt 3.3 erfolgt die Diskussion der experimentellen Ergebnisse. Hierbei werden die zyklischen Schwankungen der Brennraumströmung im geschleppten Motorbetrieb charakterisiert. Anschließend wird im gefeuerten Betrieb der Einfluss der Brennraumströmung auf den Verbrennungsprozess untersucht.

3.1 Grundlagen der Particle Image Velocimetry

Die folgende Grundlagendiskussion beschränkt sich auf die Hochgeschwindigkeits-2C/2D-PIV. Auch wird lediglich auf den sogenannten *single-exposure/double-frame* Aufnahmemodus eingegangen, welcher im Rahmen dieser Arbeit verwendet wird. Umfassende Informationen zur PIV können aus [81, 82] entnommen werden.

In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau der PIV gezeigt. Bei der PIV werden der Strömung kleine Partikel (Tracer) zugegeben. Diese sind hierbei so gewählt, dass sie der Strömungsbewegung möglichst gut folgen. Die Partikel werden durch zwei kurz aufeinanderfolgende Lichtpulse im Abstand Δt zweimal beleuchtet. Als Lichtquelle kommen meist gepulste Festkörperlaser zum Einsatz, welche bei der HS-PIV Repetitionsraten im kHz-Bereich ermöglichen. Typischerweise werden frequenzverdoppelte Nd:YAG-Doppelpulslaser mit Pulsdauern im ns-Bereich verwendet. Mithilfe optischer Linsen wird aus den Laserpulsen ein Lichtschnitt geformt und mit diesem die Partikel beleuchtet. Die Lage des Lichtschnittes definiert somit die zweidimensionale Messebene. Das an den Partikeln gestreute Licht wird anschließend auf den Sensor einer Kamera abgebildet. Für jeden Laserpuls wird ein separates Bild aufgezeichnet, wodurch bei jeder PIV-Messung ein Doppelbild entsteht. Bei der HS-PIV wird zur Aufnahme der Bilder üblicherweise eine CMOS-Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt. Die Kamera nimmt kontinuierlich Bilder

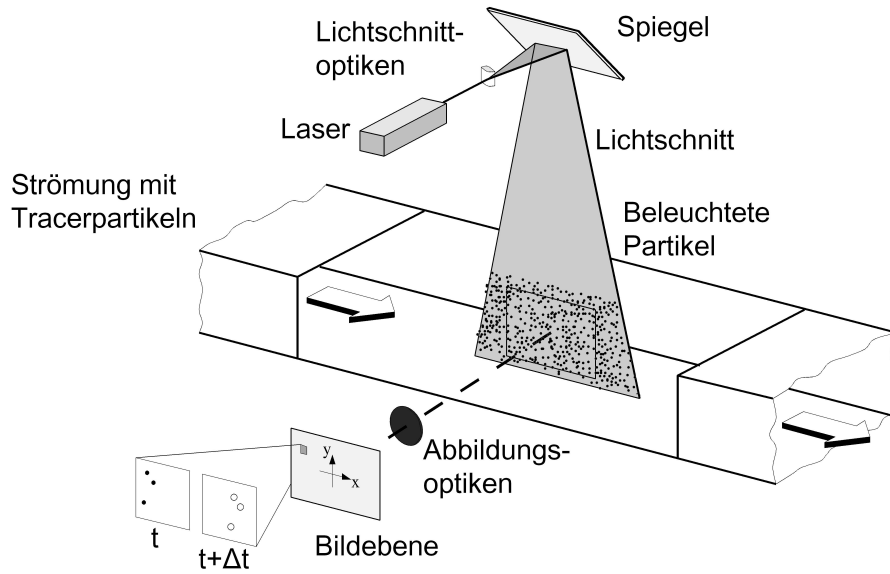


Abbildung 3.1: Experimentelle Anordnung der PIV in einem Strömungskanal [81].

mit einer festen Frequenz auf. Der eigentliche Aufnahmezeitpunkt wird durch den Laserpuls definiert, da dieser die Partikel beleuchtet. Um sehr kurze Zeitabstände zwischen den Laserpulsen zu realisieren, erfolgt der erste Puls zum Ende einer Belichtungszeit und der Zweite zu Beginn der anschließenden Belichtungszeit (siehe Abbildung 3.2). Daher kann der zeitliche Abstand zwischen den Laserpulsen deutlich kürzer als die Belichtungszeit der Kamera eingestellt werden. Der Pulsabstand wird an die Geschwindigkeit der untersuchten Strömung angepasst und liegt für motorische Anwendungen meist in der Größenordnung von $\Delta t \approx 10 \mu s$.

Im nächsten Schritt werden die aufgezeichneten Bilder aufbereitet. Hierbei können, durch Abzug eines gleitenden Mittelwertes oder eines anderen geeigneten Hintergrundbildes, störende Reflexe und Hintergrundrauschen unterdrückt werden. Zudem kann eine Korrektur der Intensitätsverteilung im Bild erfolgen. Eine Übersicht über die umfangreichen Möglichkeiten zur Bildaufbereitung (*pre-processing*) kann aus [81–83] entnommen werden. Zur Bestimmung des Partikelversatzes werden die Doppelbilder in Auswertefenster (*interrogation windows*) unterteilt (siehe Abbildung 3.3). Der Partikelversatz wird für jedes Auswertefenster mithilfe der diskreten Kreuzkorrelation ermittelt. Hierzu werden die Auswertefenster der beiden Bilder gegeneinander um den Wert (x, y) verschoben und der Kreuzkorrelationswert $R_{II}(x, y)$ berechnet [81].

$$R_{II}(x, y) = \sum_{i=-K}^K \sum_{j=-L}^L I(i, j) I'(i + x, j + y) \quad (3.1)$$

Die Variablen I und I' sind die Intensitätsverteilungen der Auswertefenster des ersten und zweiten Bildes. Die Größen $2K + 1$ und $2L + 1$ sind die Anzahl der Pixel der Auswertefenster in x - und y -Richtung. Wird der Korrelationswert für eine Reihe von Verschiebungen berechnet, entsteht eine Korrelationsebene. Diese beschreibt

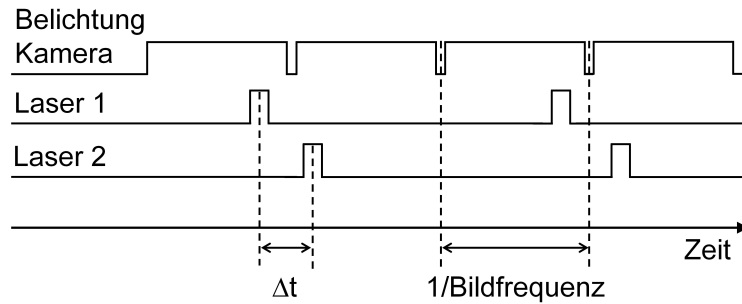


Abbildung 3.2: Zeitdiagramm der PIV im *single-exposure/double-frame* Modus.

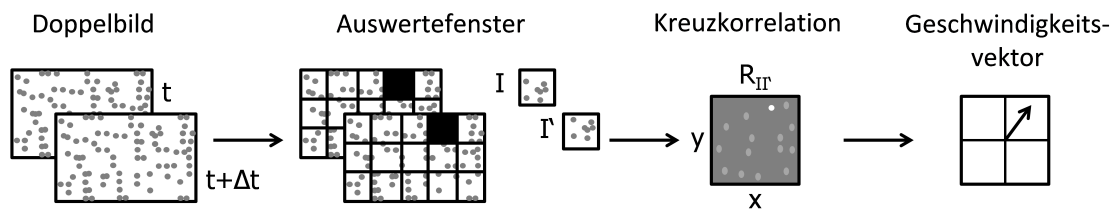


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Auswertung der PIV-Aufnahmen nach [81].

den Grad der Übereinstimmung zwischen den Auswertefenstern für verschiedene Verschiebungen. Die Position des höchsten Korrelationswertes (*correlation peak*) ist ein direktes Maß für die Partikelverschiebung. Da das Zeitintervall zwischen den Aufnahmen bekannt ist, lässt sich daraus der Geschwindigkeitsvektor bestimmen. Dieses Vorgehen wird anschließend für alle Auswertefenster durchgeführt und somit das Geschwindigkeitsfeld berechnet. Um die Genauigkeit der Auswertung zu erhöhen, kann der Partikelversatz in mehreren Iterationsschritten berechnet werden. Hierbei werden die Auswertefenster schrittweise verkleinert. Zudem wird das zweite Auswertefenster um das Ergebnis der vorherigen Iteration verschoben. Dadurch ist es möglich, auch Partikel zu korrelieren, deren Versatz über die Größe des kleinsten Auswertefensters hinaus geht. Somit können größere Geschwindigkeitsunterschiede innerhalb eines Vektorfeldes aufgelöst werden. Darüber hinaus können kleinere Auswertefenster verwendet werden, was die Auflösung des Vektorfeldes erhöht [83]. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Auswertefenster überlappend anzuordnen, wodurch der Abstand zwischen den Vektoren verringert wird.

Es ist zu beachten, dass bei der PIV nicht die Bewegung einzelner Partikel nachverfolgt wird, wie es z.B. bei der *Particle Tracking Velocimetry* (PTV) der Fall ist [82]. Stattdessen wird die Verschiebung von Partikelstrukturen innerhalb des Auswertefensters betrachtet. Hierbei sollte jedes Auswertefenster idealerweise 5 – 15 Partikel enthalten [82]. Der berechnete Geschwindigkeitsvektor ist somit eine gemittelte Größe über das Auswertefenster. Strukturen, die kleiner als das Auswertefenster sind, können daher nicht aufgelöst werden¹. Zudem können keine Rotationen oder Scherungen innerhalb eines Auswertefensters detektiert werden.

¹Im Rahmen dieser Arbeit beträgt die Größe der Auswertefenster $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$.

In den berechneten Vektorfeldern treten meist eine Anzahl offensichtlicher Fehlvektoren auf, die sich in Betrag oder Richtung deutlich vom restlichen Vektorfeld unterscheiden. Die Fehlvektoren können durch Nachbearbeitung des Vektorfeldes und durch Validierungskriterien wie die Höhe des Korrelationspeaks reduziert oder vollständig entfernt werden. So weisen Fehlvektoren oft einen wesentlich höheren Geschwindigkeitsbetrag auf und können leicht durch Anwendung eines oberen Schwellwertes detektiert werden. Auch kann das Verhältnis zwischen höchstem und zweithöchstem Wert in der Korrelationsebene geprüft werden. Unterschreitet das Verhältnis einen gewissen Grenzwert, so ist das Ergebnis nicht eindeutig, was die Wahrscheinlichkeit eines Fehlvektors erhöht. Ein weiteres Verfahren zur Bestimmung von Fehlvektoren besteht darin, Vektoren mit ihren Nachbarvektoren zu vergleichen. Einen umfassenden Überblick über die Möglichkeiten zur Nachbearbeitung (*post-processing*) von Vektorfeldern liefern [81–83].

Quantitative Kenngrößen der Brennraumströmung

Zur Quantifizierung der Brennraumströmung können aus dem Strömungsfeld verschiedene Kenngrößen berechnet werden. Eine zentrale Größe in der Strömungsmechanik ist die kinetische Energie pro Masseneinheit E_{kin} . Für den Fall eines zweidimensionalen Vektorfeldes ist diese wie folgt definiert [84]

$$E_{kin} = \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \frac{1}{2} \frac{u_{1(x_i, y_j)}^2 + u_{2(x_i, y_j)}^2}{n_x n_y} . \quad (3.2)$$

Hierbei sind n_x und n_y die Anzahl an Vektoren in x - und y -Richtung. Zudem sind $u_{1(x_i, y_j)}$ und $u_{2(x_i, y_j)}$ die Geschwindigkeitskomponenten in x - und y -Richtung am Ort (x_i, y_j) . Es ist zu beachten, dass E_{kin} auf die Masseneinheit normiert ist und somit die Einheit m^2/s^2 hat. Zudem wird lediglich die Energie innerhalb des Lichtschnittes bestimmt und nur die x - und y -Geschwindigkeitskomponenten berücksichtigt.

Entsprechend der Reynolds-Zerlegung kann das Strömungsfeld u in ein gemitteltes Geschwindigkeitsfeld \bar{u} und einen fluktuierenden Anteil u' zerlegt werden: $u = \bar{u} + u'$ (siehe Abschnitt 1.2). Die Energie des fluktuierenden Anteils wird als turbulente kinetische Energie k bezeichnet und analog zu E_{kin} berechnet [84].

$$k = \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \frac{1}{2} \frac{u_{1(x_i, y_j)}'^2 + u_{2(x_i, y_j)}'^2}{n_x n_y} \quad (3.3)$$

Die Brennraumströmung weist typischerweise eine großskalige Wirbelstruktur (Tumble oder Drall) auf. Um die Ausprägung dieser Struktur zu beschreiben, wird die Wirbelstärke $\vec{\omega}_t$ verwendet [85]. Diese ist als Rotation der Strömungsgeschwindigkeit definiert.

$$\vec{\omega}_t \equiv \nabla \times \vec{u} \quad (3.4)$$

Da mittels 2C/2D-PIV lediglich die x - und y -Komponenten von \vec{u} gemessen werden, kann nur die z -Komponente von $\vec{\omega}_t$ bestimmt werden. Anschließend wird die Wirbelstärke über das Vektorfeld gemittelt und das Ergebnis als ω_t bezeichnet. Daher wird pro Vektorfeld lediglich ein Skalar zur Beschreibung der Wirbelstärke verwendet. Da die Wirbelstärke von der Motordrehzahl n abhängt, ist es üblich, diese auf die Winkelgeschwindigkeit der Kurbelwelle zu normieren. Für Tumble-Strömungen wird die normierte Wirbelstärke als Tumble-Zahl R_t bezeichnet und kann als Verhältnis zwischen den Winkelgeschwindigkeiten des Tumble-Wirbels und der Kurbelwelle interpretiert werden [86].

$$R_t = \frac{\omega_t}{2\pi n} \quad (3.5)$$

Neben der Wirbelstärke ist auch die Position des Wirbelzentrums zur Charakterisierung der Brennraumströmung eine geeignete Größe. Zur Bestimmung des Wirbelzentrums können verschiedenen Kriterien angewendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Geschwindigkeitsfeld normiert und dessen Rotation $\widehat{\vec{\omega}}_t$ berechnet. Die Position des Maximums der Rotation wird anschließend als Wirbelzentrum verwendet [87].

$$\widehat{\vec{\omega}}_t \equiv \nabla \times \frac{\vec{u}}{|\vec{u}|} \quad (3.6)$$

Tracerpartikel

Bei der PIV sind die verwendeten Tracerpartikel von großer Bedeutung. Wie bereits in der Einleitung skizziert, müssen die Partikel für motorische Anwendungen eine Vielzahl von Anforderungen erfüllen. Zum einen sollen die Partikel kein abrasives Verhalten zeigen, um den Motor nicht zu beschädigen. Zum anderen sollen sie auch bei hohen Temperaturen beständig sein, um Messungen während ZOT und der Verbrennung zu ermöglichen. Festschmierstoffe wie z.B. Bornitrid oder Graphit kombinieren diese Eigenschaften und sind daher vielversprechende Tracerpartikel.

Eine weitere Anforderung ist, dass die Tracerpartikel das Laserlicht möglichst gut streuen. Allgemein wird die Lichtstreuung an sphärischen Objekten durch die Mie-Theorie beschrieben [88]. Ist der Partikeldurchmesser d_p kleiner als die Wellenlänge des Lasers ($d_p \ll \lambda$), so kann die Mie-Streuung durch die Rayleigh-Streuung approximiert werden. In diesem Bereich nimmt die Intensität der Rayleigh-Streuung mit kleiner werdendem Partikeldurchmesser stark ab ($I \sim d_p^6$) [89]. Daher ist es bei der PIV nur schwer möglich, kleinere Partikel als $d_p \approx 0,2 - 0,5 \mu\text{m}$ zu verwenden [82]. Sind die Partikel hingegen deutlich größer als die Laserwellenlänge ($d_p \gg \lambda$), so nähert sich die Mie-Theorie der Lösung der geometrischen Optik an. Hierbei ist die Intensität des gestreuten Lichtes proportional zur streuenden Oberfläche und somit quadratisch zum Partikeldurchmesser ($I \sim d_p^2$) [82]. Um eine hohe Streuintensität zu erreichen, sollten daher möglichst große Tracerpartikel für die PIV verwendet werden.

Auf der anderen Seite sollen die Tracerpartikel dem Strömungsfeld gut folgen. Hierzu müssen die Partikel möglichst klein sein, wie im Folgenden gezeigt wird. Um das Folgevermögen der Partikel in einer Strömung zu bewerten, kann zunächst der Einfluss der Gravitationskraft betrachtet werden. Für eine laminare Umströmung ergibt sich eine durch Gravitation verursachte Sinkgeschwindigkeit u_g der Partikel von [81]

$$u_g = d_p^2 \frac{g (\rho_p - \rho_f)}{18\mu} . \quad (3.7)$$

Hierbei sind ρ_p und ρ_f die Dichten der Tracerpartikel und des Mediums der Strömung. Der Parameter g ist die Gravitationskonstante und μ die dynamische Viskosität des Strömungsmediums. Um Effekte der Gravitation vernachlässigen zu können, muss die Sinkgeschwindigkeit wesentlich kleiner als die tatsächliche Geschwindigkeit der Strömung u sein ($u_g \ll u$). Dies ist insbesondere bei sehr kleinen Partikeln oder angepassten Dichten ($\rho_p \approx \rho_f$) der Fall.

In ähnlicher Weise kann das Verhalten der Partikelgeschwindigkeit u_p auf eine Änderung in der Strömungsgeschwindigkeit beschrieben werden. Ist die Dichte des Partikels deutlich größer als die des Strömungsmediums, so nähert sich die Partikelgeschwindigkeit exponentiell der Strömungsgeschwindigkeit u an [81].

$$u_p(t) = u \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_s} \right) \right] \quad (3.8)$$

Die Relaxationszeit τ_s beträgt hierbei

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} . \quad (3.9)$$

Daher sollten die Partikel für eine geringe Relaxationszeit (d.h. gutes Folgevermögen) einen möglichst kleinen Durchmesser haben. Zur Bewertung des Folgevermögens kann die Relaxationszeit mit typischen Zeitskalen der Strömung τ_f verglichen werden. Hierbei muss die Relaxationszeit deutlich kleiner als die Zeitskala der Strömung sein ($\tau_s \ll \tau_f$). Eine typische Zeitskala der Brennraumströmung ist z.B. die Dauer einer Kolbenbewegung τ_m [90]. Diese beschreibt die Zeitskala der zeitlich veränderten geometrischen Randbedingungen. Sie ist charakterisiert über die Dauer eines Motortaktes und ergibt sich aus dem Hub s und der mittleren Kolbengeschwindigkeit \bar{v}_K bzw. der Motordrehzahl n .

$$\tau_m = \frac{s}{\bar{v}_K} = \frac{1}{2n} \quad (3.10)$$

Eine weitere Zeitskala der Brennraumströmung ist die mittlere Umlaufzeit des Tumble-Wirbels. Sie berechnet sich aus der Winkelgeschwindigkeit der Kurbelwelle ω und der Tumble-Zahl R_t .

$$\tau_t = \frac{2\pi}{\omega \cdot R_t} \quad (3.11)$$

3.2 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau der HS-PIV am Transparentmotor ist in Abbildung 3.4 skizziert. Da der verwendete Transparentmotor bereits in Abschnitt 1.4 vorgestellt wurde, wird im Folgenden nur auf die Komponenten des PIV-Systems eingegangen. Als Lichtquelle zur Beleuchtung der Partikel wird ein diodengepumpter frequenzverdoppelter Nd:YAG-Doppelpulslaser (Edgewave, IS6II-DE) verwendet. Die Laserpulse haben eine Dauer von 10 ns und eine Wellenlänge von 532 nm. Zudem verfügt der Laser über zwei Resonatoren, die unabhängig voneinander angesteuert werden können. Die Laserpulse des ersten Resonators beleuchten jeweils das erste Bild des Bildpaares und die Pulse des zweiten Resonators entsprechend das zweite Bild. Der Abstand zwischen den Laserpulsen wird an die Strömungsgeschwindigkeit des jeweiligen Motorbetriebspunktes angepasst und ist im Bereich zwischen 15 – 60 μ s. Die Repetitionsrate der Resonatoren beträgt maximal 10 kHz und die Pulsenergie liegt bei ca. 4 mJ. Um einen Lichtschnitt zu formen, wird der Laserstrahl mit einer konkaven Zylinderlinse ($f_1 = -20$ mm) vertikal aufgeweitet und anschließend mit einer konvexen Zylinderlinse ($f_2 = 750$ mm) horizontal fokussiert. Der Lichtschnitt wird durch das Kolbenfenster in den Motor eingekoppelt und mittig (zwischen den beiden Einlassventilen) im Brennraum positioniert. Zudem wird der Lichtschnitt senkrecht zur Achse der Tumble-Bewegung ausgerichtet. Im Brennraum hat der Lichtschnitt eine Dicke von 1 mm und eine Breite von 60 mm. Somit wird der optisch zugängliche Bereich des Transparentmotors nahezu vollständig ausgenutzt.

Als Tracer werden Graphitpartikel mit einem mittleren Durchmesser von $\bar{d}_p = 3 \mu$ m verwendet (Thielmann, Kolloidgraphit 43019/a). Die Lichtstreuung an den Partikeln wird daher durch die allgemeine Mie-Theorie beschrieben.

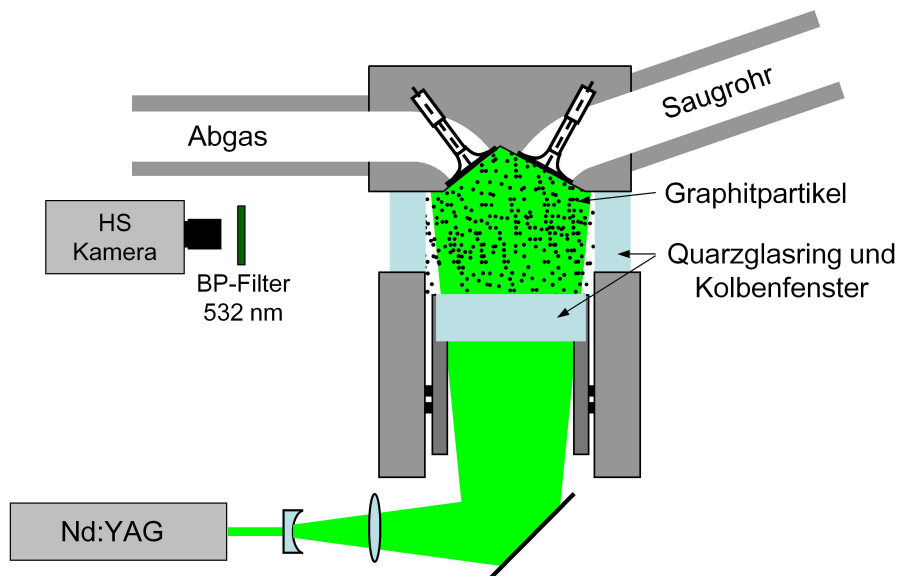


Abbildung 3.4: Experimenteller Aufbau der PIV am Transparentmotor. Zur besseren Sichtbarkeit der zweidimensionalen Zeichnung ist die Kamera in der Lichtschnittebene eingezeichnet – tatsächlich ist sie senkrecht dazu orientiert.

3. Analyse der Brennraumströmung

Dichte der Partikel	$\rho_p = 2300 \text{ kg/m}^3$
Dichte des Mediums	$\rho_f = 1,2 \text{ kg/m}^3$
Partikeldurchmesser	$\bar{d}_p = 3 \mu\text{m}$
Dynamische Viskosität	$\mu = 18,2 \cdot 10^{-6} \text{ Pa s}$
Sinkgeschwindigkeit	$u_g = 6,2 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$
Relaxationszeit	$\tau_s = 63,2 \mu\text{s}$

Tabelle 3.1: Eigenschaften der als Tracer verwendeten Graphitpartikel bei $T = 20^\circ \text{C}$ und $p = 1 \text{ bar}$ [91–93].

Die Graphitpartikel werden der Luftströmung im Saugrohr mithilfe eines Feststoffdispergierers (Palas, RBG1000 D) zugefügt. Vorteil der Feststoffpartikel ist, dass sie erst ab 900°C verglühen [91] und somit Messungen bei ZOT ermöglichen. Zudem können Messungen außerhalb der Flamme im gefeuerten Motorbetrieb realisiert werden. Darüber hinaus wird für die Graphitpartikel kein abrasives Verhalten im Motor beobachtet. Die relevanten Größen zur Bewertung des Folgevermögens sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Es ist zu berücksichtigen, dass sich die Dichte des Mediums im Verlauf der Kompression verändert. Zudem hängt die dynamische Viskosität von der Temperatur ab und ist somit ebenfalls während des Motorzyklus nicht konstant. Die Abschätzung des Folgevermögens wird daher für Umgebungsbedingungen ($T = 20^\circ \text{C}$ und $p = 1 \text{ bar}$) durchgeführt, was eine vergleichsweise ungünstige Situation darstellt. In diesem Fall ergibt sich eine Sinkgeschwindigkeit von $u_g = 6,2 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$. Da in der Brennraumströmung Geschwindigkeiten in der Größenordnung von $u \approx 10 \text{ m/s}$ auftreten, gilt $u_g \ll u$. Der Einfluss der Gravitationskraft auf die Partikel kann demnach vernachlässigt werden. Nach Gleichung 3.9 beträgt die Relaxationszeit $\tau_s = 63,2 \mu\text{s}$. Vergleicht man diese mit der Dauer eines Motortaktes ($\tau_m = 30 \text{ ms}$ bei $n = 1000 \text{ 1/min}$), so ergibt sich ein Verhältnis von $\tau_s/\tau_m \approx 2,1 \cdot 10^{-3} \ll 1$. Zur Abschätzung der Umlaufzeit des Tumble-Wirbels kann für den verwendeten Motor eine Tumble-Zahl von $R_t = 6$ verwendet werden (siehe Abbildung 3.6 (c)). Für eine Drehzahl von $n = 1000 \text{ 1/min}$ resultiert hieraus $\tau_t = 1 \cdot 10^{-2} \text{ s}$ und somit $\tau_s/\tau_t \approx 6,3 \cdot 10^{-3} \ll 1$. Dies bestätigt, dass die verwendeten Graphitpartikel der großskaligen Tumble-Bewegung sehr gut folgen. Zusätzlich wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Bornitridpartikel auf ihre Anwendbarkeit als Tracer bewertet. Bornitrid verursachte jedoch ein deutlich schnellere Verschmutzung des Transparentmotors und war somit als Tracer weniger gut geeignet.

Das von den Graphitpartikeln gestreute Licht wird von einer CMOS-Hochgeschwindigkeitskamera (Photron, SA1.1) aufgenommen. Die Kamera ist senkrecht zum Lichtschnitt orientiert und die Auflösung beträgt $960 \times 704 \text{ px}$. Die maximale Aufnahmerate hängt von der verwendeten Auflösung ab und liegt in diesem Fall bei 6 kHz . Da für jede PIV-Messung ein Doppelbild aufgezeichnet wird, ergibt sich somit eine effektive Aufnahmerate von 3 kHz . Bei einer Drehzahl von 1000 1/min entspricht dies einem Doppelbild alle 2° KW . Zur Abbildung der Partikel auf den CMOS-Chip wird ein Objektiv mit einer Brennweite von 100 mm verwendet (EADS Cerco 2178 100 F/2.8). Um Hintergrundlicht auszublenden, wird zudem ein optisches Bandpassfilter ($532 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$) vor dem Objektiv platziert.

Die Auswertung der PIV-Bilder erfolgt mittels einer kommerziell verfügbaren Software (LaVision, DaVis8). Zur Aufbereitung der Bilder wird zunächst ein gleitender Mittelwert mit einer Länge von 150 px subtrahiert und die Intensität der einzelnen Partikel normiert. Zudem werden Bildbereiche außerhalb des optischen Zugangs zum Brennraum maskiert. Der Partikelversatz wird mithilfe eines Kreuzkorrelationsalgorithmus bestimmt. Insgesamt werden fünf Iterationen berechnet, wobei die Größe der Auswertefenster schrittweise von 64×64 px auf 32×32 px reduziert wird. In allen Fällen beträgt der Überlapp zwischen den Auswertefenstern 50 %. Während der letzten Iteration entspricht die Größe der Auswertefenster $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$, was aufgrund des Überlapps in einem Vektorabstand von $1,4 \text{ mm} \times 1,4 \text{ mm}$ resultiert. Die Größe des gesamten Vektorfeldes hängt von der Position des Kolbens ab und beträgt maximal ca. $60 \times 45 \text{ mm}^2$. Zur Nachbearbeitung der Vektorfelder wird ein Schwellwert für das Verhältnis zwischen höchstem und zweithöchstem Wert in der Korrelationsebene angewendet. Zudem wird jeder Vektor mit seinen acht Nachbarvektoren verglichen. Weicht ein Vektor signifikant von seinen Nachbarvektoren ab, so wird geprüft, ob der zweit- oder dritthöchste Korrelationswert besser zum lokalen Strömungsfeld passt. Ist dieses der Fall, wird der entsprechende Vektor eingesetzt. Es ist jedoch zu beachten, dass keine Filterung der Vektorfelder durchgeführt wird. Anschließend werden die in Abschnitt 3.1 vorgestellten quantitativen Kenngrößen des Strömungsfeldes berechnet. Hierzu kommen teilweise selbst erstellte Makroprogramme zum Einsatz. Genauere Informationen zur Funktion des verwendeten PIV-Algorithmus können aus [83] entnommen werden.

Die Betriebsparameter des Motors wurden innerhalb eines umfassenden Parameterbereiches variiert (siehe Anhang A). So wurden Untersuchungen bei verschiedenen Drehzahlen und Saugrohrdrücken durchgeführt. Auch wurden durch Modifikationen im Saugrohr verschiedene Ladungsbewegungen generiert. Der Übersichtlichkeit halber beschränkt sich die folgende Diskussion auf Messungen mit einer Drehzahl von $n = 1000 \text{ }^1/\text{min}$ und einem Saugrohrdruck von $p = 450 \text{ mbar}$. Zudem werden ausschließlich Aufnahmen mit einer Tumble-Strömung präsentiert.

3.3 Ergebnisse und Diskussion

Die Ergebnisdiskussion der Strömungsfeldanalyse gliedert sich in drei Unterabschnitte. Zunächst wird in Unterabschnitt 3.3.1 die ensemble-gemittelte Brennraumströmung im geschleppten Motorbetrieb charakterisiert. Hierbei wird insbesondere das Verhalten des Strömungsfeldes zum Zünd-OT untersucht und der Einfluss der Benzindirekteinspritzung betrachtet. In Unterabschnitt 3.3.2 werden die zyklischen Schwankungen in der Brennraumströmung visualisiert und anhand quantitativer Kenngrößen charakterisiert. Im letzten Unterabschnitt 3.3.3 wird der Einfluss der Brennraumströmung auf den Verbrennungsprozess bewertet. Hierzu werden Messungen im gefeuerten Motorbetrieb durchgeführt und das Strömungsfeld mit Kenngrößen der Druckindizierung verglichen. Abschließend wird in einem modifizierten Versuchsaufbau die Flammenausbreitung simultan zu den PIV-Messungen visualisiert.

3.3.1 Charakterisierung der Brennraumströmung

Um einen Gesamteindruck von der Brennraumströmung zu bekommen, ist in Abbildung 3.5 das ensemble-gemittelte Strömungsfeld für den Einlass- und Kompressionstakt dargestellt. Das Strömungsfeld wird von 360° KW v. ZOT bis ZOT mit einer zeitlichen Auflösung von 2° KW für 20 Motorzyklen aufgezeichnet. Zur Bestimmung des Ensemblemittels wird der Mittelwert über die Strömungsfelder mit jeweils gleicher Phase ($^\circ$ KW) gebildet. Die Geschwindigkeitsbeträge sind farblich kodiert dargestellt (siehe Farbbalken am jeweils rechten Bildrand). Zudem sind in der Abbildung die Geometrie der Einlassventile und des Kolbens skizziert. Sobald die Einlassventile gegen 330° KW v. ZOT öffnen, kann eine Luftströmung in den Brennraum beobachtet werden. Bei 284° KW v. ZOT sind die Einlassventile nahezu vollständig geöffnet und es treten maximale Strömungsgeschwindigkeiten von 50 m/s auf. Da die untere Hälfte des Ansaugkanals verschlossen ist, wird die Luft über die Oberseite der Einlassventile geleitet. Hierbei ist in den PIV-Bildern deutlich der Tumble generierende Strömungsbereich über den Einlassventilen zu erkennen. Die Luft strömt anschließend am Brennraumdach entlang, wodurch der ausgeprägte Tumble-Wirbel entsteht. Zwischen $238^\circ - 192^\circ$ KW v. ZOT bewegt sich der Kolben weiter nach unten. Das Zentrum des Tumble-Wirbels verschiebt sich ebenfalls abwärts und wandert aus dem einsehbaren Bereich heraus. Zudem schließen die Einlassventile und die auftretenden Geschwindigkeitsbeträge sinken auf ca. 20 m/s. Bei 146° KW v. ZOT sind die Einlassventile vollständig geschlossen und der Kolben bewegt sich zurück nach oben. Der großskalige Tumble-Wirbel ist nun über den gesamten Brennraum ausgedehnt, wobei sich das Zentrum geringfügig unterhalb des einsehbaren Bereichs befindet. In der weiteren Kompressionsphase ($100^\circ - 54^\circ$ KW v. ZOT) bewegt sich der Tumble-Wirbel aufwärts und wird vertikal gequetscht. Der Betrag der Geschwindigkeitsvektoren bleibt dabei weitestgehend auf einem konstanten Niveau (15 m/s). Gegen Ende der Kompression (8° KW v. ZOT) ist der Tumble-Wirbel nach wie vor klar erkennbar.

Zur Quantifizierung der Brennraumströmung werden die bereits beschriebenen Kenngrößen des Strömungsfeldes berechnet. Hierbei ist zu beachten, dass der einsehbare Anteil des Brennraums während des Zyklus variiert. So wird nur in einem Bereich von ca. $\pm 60^\circ$ KW um OT das Strömungsfeld im gesamten Brennraum detektiert. In Abbildung 3.6 (a) ist die kinetischen Energie des Strömungsfeldes dargestellt. Der ensemble-gemittelte Verlauf ist blau eingezeichnet und der graue Hintergrund kennzeichnet die Standardabweichung der Daten. Zudem ist in der Abbildung der Hub der Einlassventile rot gestrichelt skizziert. Zu Beginn des Einlasstaktes (360° KW v. ZOT) ist die kinetische Energie bei null und somit das Strömungsfeld in Ruhe. Mit dem Öffnen der Einlassventile ($340^\circ - 300^\circ$ KW v. ZOT) steigt die kinetische Energie auf ihren Maximalwert von ca. $250 \text{ m}^2/\text{s}^2$ an. Auf diesem Niveau verbleibt die Energie bis etwa 260° KW v. ZOT. Mit dem Schließen der Ventile ($260^\circ - 160^\circ$ KW v. ZOT) fällt die kinetische Energie wieder auf Werte um $50 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ab. Für den Großteil des anschließenden Kompressionstaktes ($160^\circ - 20^\circ$ KW v. ZOT) ist das Energieniveau weitestgehend konstant. Zum Ende der Kompression ($20^\circ - 0^\circ$ KW v. ZOT) kann erneut ein leichter Rückgang in der kinetischen Energie beobachtet werden. Dies lässt den Zerfall des Tumble-Wirbels vermuten und wird später in diesem Abschnitt genauer untersucht.

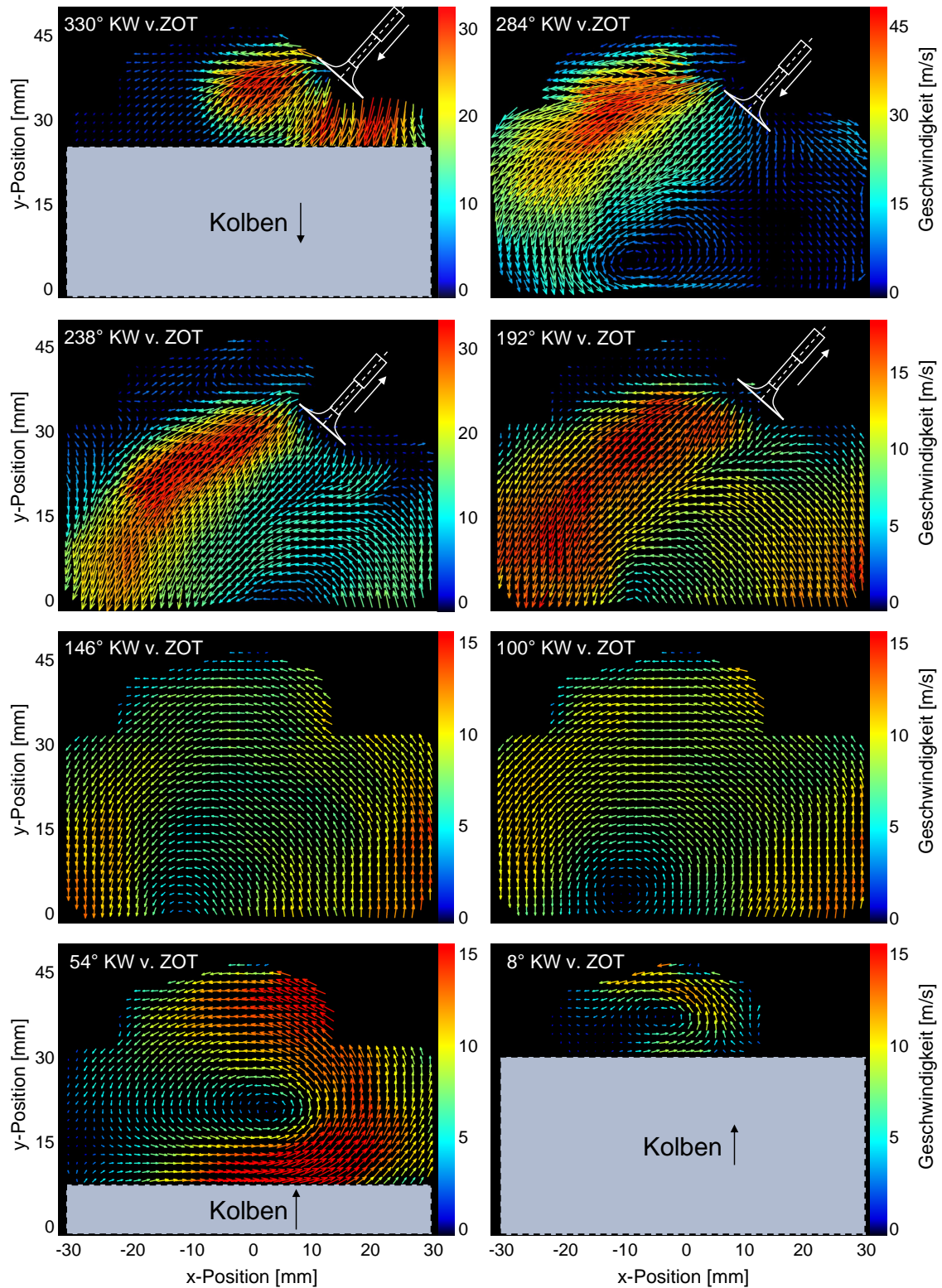


Abbildung 3.5: Zeitliche Entwicklung des ensemble-gemittelten Strömungsfeldes während der Einlass- und Kompressionsphase, aufgenommen mittels HS-PIV. Die Geschwindigkeitsbeträge sind farblich kodiert dargestellt. Die Farbskala ändert sich während der Sequenz.

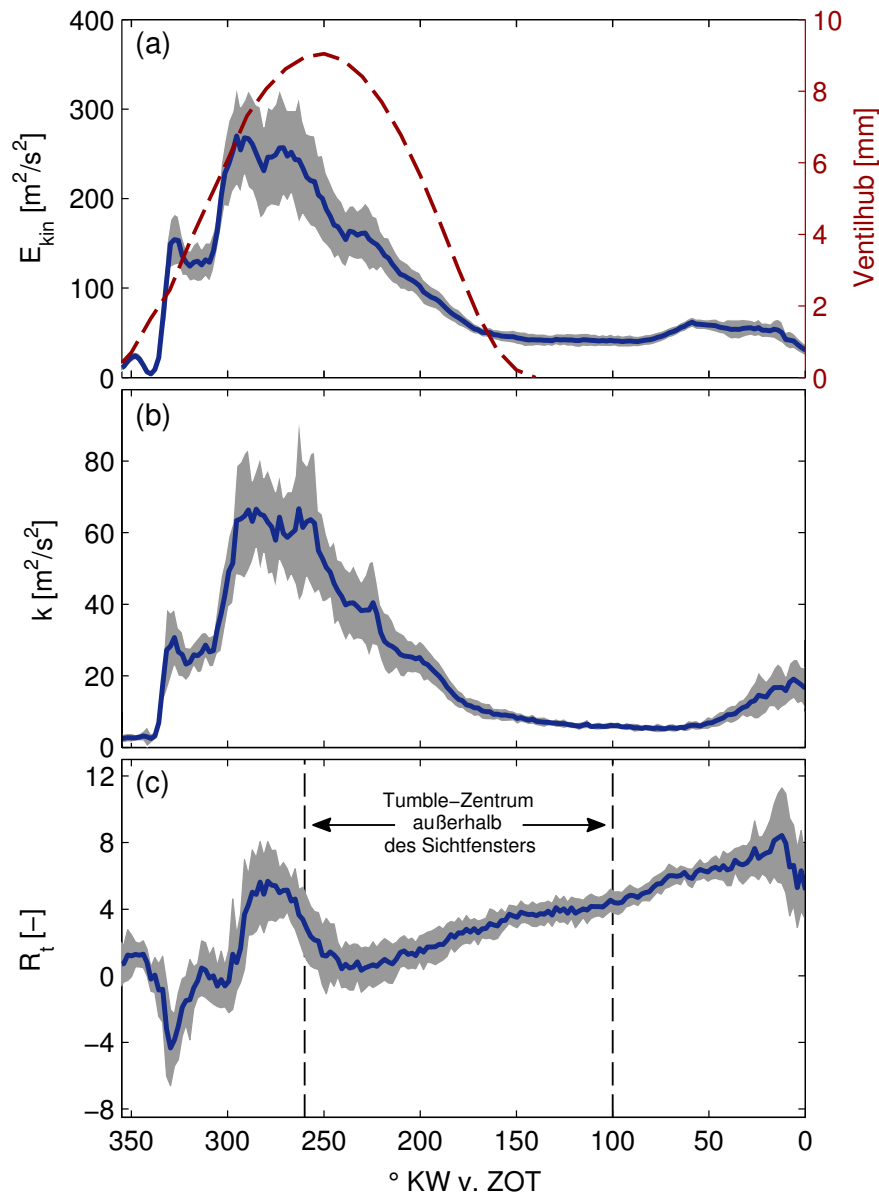


Abbildung 3.6: (a): kinetische Energie, (b): turbulente kinetische Energie und (c): Tumble-Zahl des Strömungsfeldes für Einlass- und Kompressionstakt. Ensemble-gemittelte Daten sind blau dargestellt. Der graue Hintergrund kennzeichnet die Standardabweichung der Daten. Der Ventilhub der Einlassventile ist in (a) rot gestrichelt eingezeichnet.

In Abbildung 3.6 (b) ist die turbulente kinetische Energie für dieselbe Messung wie zuvor aufgetragen. Der Verlauf der Daten ist dem der kinetischen Energie qualitativ sehr ähnlich. Das Energieniveau ist jedoch deutlich geringer. Die turbulente kinetische Energie ist zu Beginn des Zyklus ebenfalls bei null und steigt mit dem Öffnen der Einlassventile (340° – 300° KW v. ZOT) auf Werte von bis zu 60 m²/s² an. Mit dem Schließen der Einlassventile sinkt sie wieder auf ca. 7 m²/s² ab. Auf diesem Niveau bleibt die turbulente kinetische Energie während der Kompressionsphase (180° – 50° KW v. ZOT). Zum Ende der Kompression ist, entgegen dem Verlauf der kinetischen Energie, ein Anstieg auf nahezu 20 m²/s² zu erkennen.

Die Tumble-Zahl des Strömungsfeldes ist in Abbildung 3.6 (c) dargestellt. Zudem ist in der Abbildung der Bereich eingezeichnet, in welchem das Tumble-Zentrum unterhalb des einsehbaren Sichtfensters liegt. Da das Tumble-Zentrum einen relativ großen Beitrag zur Tumble-Zahl liefert, wird diese im entsprechenden Intervall zu gering bewertet. Daher können die Daten in diesem Bereich nur eingeschränkt interpretiert werden. Zu Beginn des Zyklus ist die Tumble-Zahl bei null und fällt mit dem Öffnen der Einlassventile zunächst auf negative Werte ab ($R_t = -4$ bei 330° KW v. ZOT). Während die Einlassventile weiter öffnen, steigt die Tumble-Zahl bis auf $R_t = 5$ bei 280° KW v. ZOT an. In diesem Zeitfenster bildet sich der großskalige Tumble-Wirbel aus. Anschließend ist wieder ein Absinken der Tumble-Zahl auf $R_t \approx 0$ bei 230° KW v. ZOT zu beobachten. Dieser Effekt ist jedoch teilweise darauf zurückzuführen, dass sich das Tumble-Zentrum aus dem Sichtfenster heraus bewegt. Im Kompressionstakt steigt die Tumble-Zahl wieder gleichmäßig an, bis der Maximalwert von $R_t = 8$ bei 20° KW v. ZOT erreicht ist. Zum Abschluss der Kompression ($20^\circ - 0^\circ$ KW v. ZOT) fällt die Tumble-Zahl erneut leicht ab ($R_t = 5$). Dieser Rückgang lässt ebenfalls den Zerfall des Tumble-Wirbels vermuten. Allgemein ist zu bemerken, dass bei den vorgestellten Daten vergleichsweise große Tumble-Zahlen auftreten. Somit wurde durch das Verschließen der unteren Hälften der Ansaugkanäle ein signifikanter Tumble-Wirbel induziert.

Da die Verbrennung um ZOT stattfindet, sind die innermotorischen Prozesse zu diesem Zeitpunkt von besonderem Interesse. Daher wird im Folgenden die Brennraumströmung in diesem Zeitbereich genauer untersucht. Hierzu wird in einer weiteren Messung das Strömungsfeld zwischen 100° KW v. ZOT und 100° KW n. ZOT aufgezeichnet. Aufgrund des kleineren Aufnahmebereiches können nun 36 aufeinanderfolgende Motorzyklen detektiert werden. Zudem wird die Anzahl der Graphitpartikel an das untersuchte Brennraumvolumen angepasst und entsprechend reduziert. In Abbildung 3.7 ist die zeitliche Entwicklung des ensemble-gemittelten Strömungsfeldes um ZOT dargestellt. Zu Beginn der Sequenz (20° KW v. ZOT) tritt ein starker Tumble-Wirbel mit Geschwindigkeiten von bis zu 15 m/s im Strömungsfeld auf. Auch ist der Tumble-Wirbel am Ende der Kompression (ZOT) noch sichtbar. Die Geschwindigkeitsbeträge sind zu diesem Zeitpunkt jedoch auf etwa 10 m/s gesunken. Im Verlauf der anschließenden Expansion zerfällt der Tumble-Wirbel vollständig. Bei 10° KW n. ZOT kann lediglich noch eine schwache Tumble-Struktur erkannt werden, die bei 30° KW n. ZOT vollständig verschwunden ist. Zu diesem Zeitpunkt zeigt das Strömungsfeld in der Messebene überwiegend in Richtung des Kolbens. Zudem verlangsamt sich die Brennraumströmung deutlich, sodass nur noch Geschwindigkeiten von 4 m/s auftreten. Folglich bestätigt die Sequenz den Zerfall des großskaligen Tumble-Wirbels um ZOT.

In Abbildung 3.8 wird der Tumble-Zerfall mithilfe der Kenngrößen kinetische Energie, turbulente kinetische Energie und Tumble-Zahl quantifiziert. Die ensemble-gemittelten Daten sind blau dargestellt und die Standardabweichung durch den grauen Hintergrund gekennzeichnet. Der Verlauf der kinetischen Energie zeigt den Zerfall des Tumble-Wirbels sehr deutlich (siehe Abbildung 3.8 (a)).

3. Analyse der Brennraumströmung

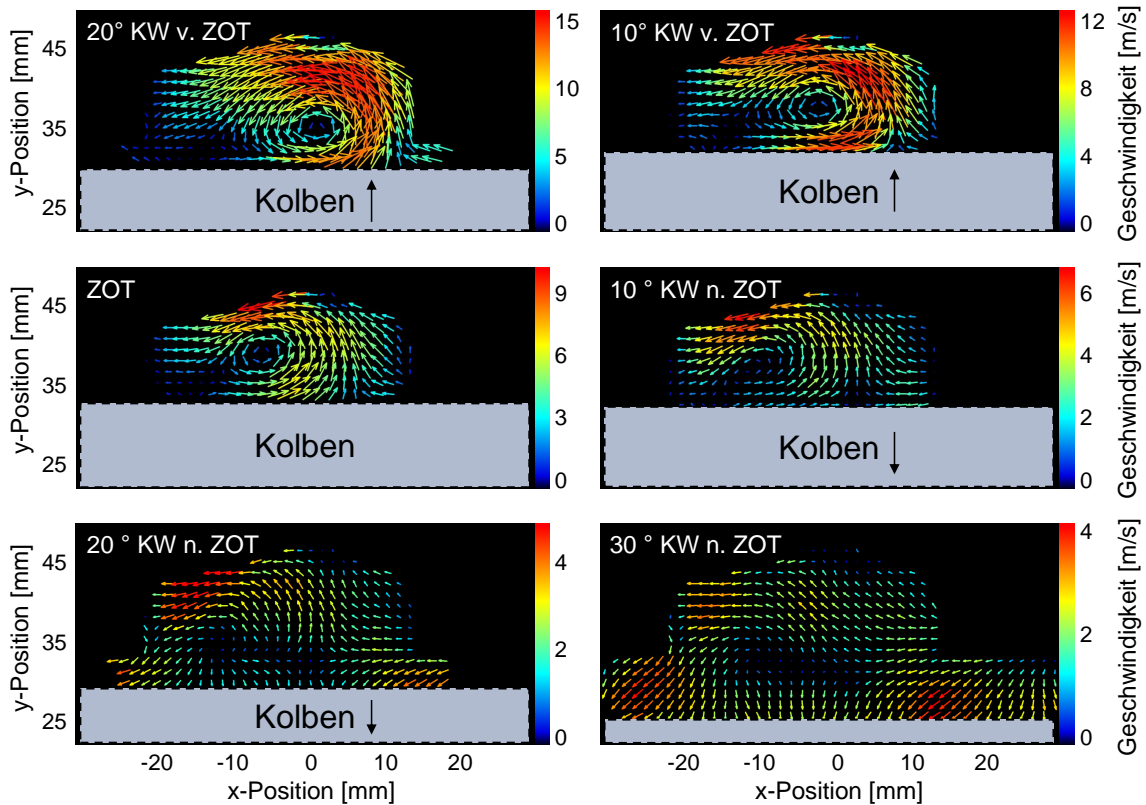


Abbildung 3.7: Zeitliche Entwicklung des ensemble-gemittelten Strömungsfeldes um ZOT.

So bleibt zwischen $40^\circ - 20^\circ$ KW v. ZOT die kinetische Energie auf einem konstanten Niveau ($60 \text{ m}^2/\text{s}^2$). Ab 20° KW v. ZOT fällt die kinetische Energie deutlich ab und erreicht Werte von etwa $20 \text{ m}^2/\text{s}^2$ bei ZOT. Dies entspricht ca. $1/3$ der Energie im Vergleich zur Kompressionsphase. Die „verlorene“ Energie kann über verschiedene Mechanismen erklärt werden. Da mit PIV nur zwei Komponenten des Strömungsfeldes in einer Messebene erfasst werden, kann die Energie prinzipiell in die dritte Geschwindigkeitskomponente oder eine andere Ebene übergegangen sein. Es ist jedoch anzunehmen, dass der Hauptteil der Energie in kleinskalige Wirbelstrukturen dissipiert ist. Diese sind deutlich kleiner (Kolmogorov-Wirbel) als das Auflösungsvermögen des PIV-Systems (Auswertefenster: $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$) und können somit nicht detektiert werden. Die kleinskaligen Wirbel sind jedoch für die motorische Verbrennung von großer Relevanz, da sie die turbulente Flammenausbreitung beschleunigen [13, 72] (siehe Abschnitt 1.3). Im weiteren Verlauf (ab 20° KW n. ZOT) ist das Energieniveau des Strömungsfeldes sehr gering ($5 \text{ m}^2/\text{s}^2$). Daraus kann gefolgert werden, dass der Tumble-Zerfall zu diesem Zeitpunkt vollständig abgeschlossen ist.

Die turbulente kinetische Energie (Abbildung 3.8 (b)) steigt zunächst bis 20° KW v. ZOT auf $15 \text{ m}^2/\text{s}^2$ an. Die Standardabweichung der Daten ist in diesem Bereich sehr groß ($\pm 50\%$), was auf starke zyklische Schwankungen der Brennraumströmung hindeutet. Anschließend fällt die turbulente kinetische Energie gleichmäßig bis 20° KW n. ZOT ab und erreicht dort Werte von $5 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Die erwartete Zunahme der turbulenten Fluktuationen aufgrund des Tumble-Zerfalls

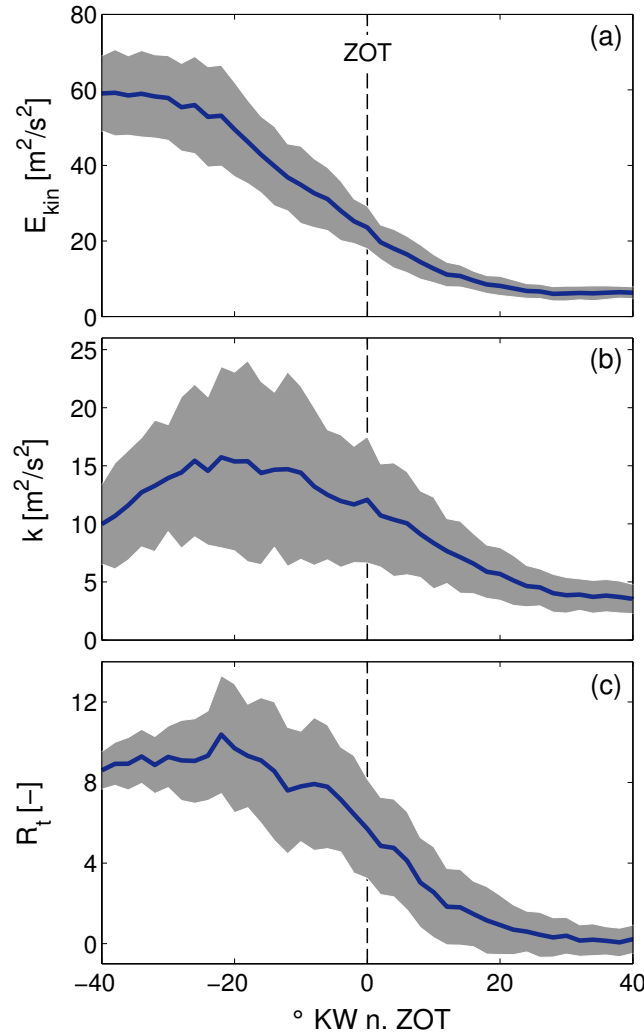


Abbildung 3.8: Zeitliche Entwicklung der (a): kinetischen Energie, (b): turbulenten kinetischen Energie und (c): Tumble-Zahl um ZOT.

wird in der turbulenten kinetischen Energie jedoch nicht beobachtet. Hierfür existieren mehrere Ursachen. Zum einen beschreibt die turbulente kinetische Energie lediglich die Abweichung des Strömungsfeldes vom ensemble-gemittelten Strömungsfeld (vergleiche Abschnitt 1.2). Sie enthält daher neben turbulenten Fluktuationen auch Beiträge von großskaligen zyklischen Abweichungen. Die großskaligen Schwankungen überlagern dabei die turbulenten Fluktuationen maßgeblich, was eine Interpretation der turbulenten kinetischen Energie erschwert. Zum anderen muss berücksichtigt werden, dass aufgrund der räumlichen Auflösung des PIV-Systems die kleinskaligen Wirbelstrukturen ($< 2,8 \text{ mm}$) nicht erfasst werden. Der Abfall der turbulenten kinetischen Energie um ZOT ist daher allgemein durch das gesunkene Geschwindigkeitsniveau in den Vektorfeldern zu erklären.

Die Entwicklung der Tumble-Zahl (Abbildung 3.8 (c)) bestätigt ebenfalls den Zerfall des Tumble-Wirbels deutlich. Im Bereich zwischen $40^\circ - 20^\circ \text{ KW v. ZOT}$ liegt die Tumble-Zahl relativ konstant bei $R_t \approx 8$. Anschließend fällt diese auf Werte von $R_t \approx 5$ bei ZOT ab. Dies entspricht etwas mehr als der Hälfte im Vergleich

zum Maximalwert. Bis etwa 20° KW n. ZOT sinkt die Tumble-Zahl kontinuierlich weiter und erreicht schlussendlich Werte von $R_t \approx 0$. Somit ist der Zerfall des Tumble-Wirbels zu diesem Zeitpunkt abgeschlossen. Zusammenfassend bestätigen die quantitativen Größen den Eindruck der Vektorfelder aus Abbildung 3.7. Der während der Einlassphase gebildete großskalige Tumble-Wirbel beginnt ab 20° KW v. ZOT zu zerfallen und ist bei 20° KW n. ZOT vollständig verschwunden. Bei ZOT und insbesondere bei typischen Zündzeitpunkten ($20^\circ - 5^\circ$ KW v. ZOT) ist allerdings noch eine signifikante Tumble-Struktur vorhanden.

Einfluss der Direkteinspritzung auf die Brennraumströmung

Im Folgenden wird untersucht, in welchem Ausmaß der Einspritzvorgang bei der Benzindirekteinspritzung das Strömungsfeld beeinflusst. Für die Direkteinspritzung werden ein Mehrlochventil (Bosch, HDEV5) und ein Einspritzdruck von 100 bar verwendet. Der Ansteuerbeginn der Einspritzung liegt bei 180° KW v. ZOT und wurde entsprechend gewählt, um die Verschmutzung der optischen Zugänge des Motors zu minimieren. Die Dauer der Einspritzung beträgt 0,76 ms, was einer globalen Luftzahl von $\lambda \approx 1,3$ entspricht. Eine Zündung des Luft-Kraftstoff-Gemisches findet nicht statt. Das Strömungsfeld wird für den Einlass- und Kompressionstakt ($360^\circ - 0^\circ$ KW v. ZOT, 2° KW Auflösung) für 21 Motorzyklen aufgezeichnet. Der Bereich des Kraftstoffsprays wird durch Anwendung eines oberen Schwellwertes in den Rohbildern bei der PIV-Auswertung nicht berücksichtigt.

In Abbildung 3.9 ist das ensemble-gemittelte Strömungsfeld für die Einspritzung dargestellt. Zudem ist in der Abbildung das Kraftstoffspray eingeblendet. Es ist zu beachten, dass sich der zeitliche Abstand zwischen den Bildern innerhalb der Sequenz verändern. Bei 180° KW v. ZOT hat die Einspritzung noch nicht begonnen, sodass die Brennraumströmung noch unbeeinflusst ist. Ein Bild später startet die Einspritzung bei 178° KW v. ZOT. Das Kraftstoffspray ist dabei deutlich am oberen Bildrand zu erkennen. Im Verlauf der Sequenz breitet sich das Spray weiter aus, bis das Einspritzventil bei 174° KW v. ZOT wieder geschlossen wird. Kurz nach der Einspritzung (172° KW v. ZOT) sind wesentliche Veränderungen in der Brennraumströmung zu beobachten. So tritt in der Mitte des Brennraums eine Vorzugsrichtung des Strömungsfeldes in Richtung des Kolbens auf. Die maximalen Geschwindigkeiten in diesem Gebiet liegen bei 35 m/s und sind deutlich größer als im Fall ohne Einspritzung (vergleiche Abbildung 3.5). Zudem wurde durch die Einspritzung das Zentrum des Tumble-Wirbels auf die rechte Seite des Brennraums verschoben. Im Verlauf der anschließenden Kompression ($170^\circ - 100^\circ$ KW v. ZOT) verlagert sich das Tumble-Zentrum wieder allmählich zurück in den Ursprungszustand. Bei 100° KW v. ZOT können im Strömungsfeld keine wesentlichen Veränderungen aufgrund des Einspritzvorgangs mehr beobachtet werden. Lediglich das Geschwindigkeitsniveau ist im Fall der Einspritzung etwas geringer. Somit tritt nur kurzzeitig eine starke Veränderung in der Brennraumströmung infolge der Direkteinspritzung auf. Im weiteren Verlauf des Motorzyklus reduziert sich dieser Effekt deutlich, sodass am Ende nur leichte Modifikationen im Strömungsfeld zu erkennen sind.

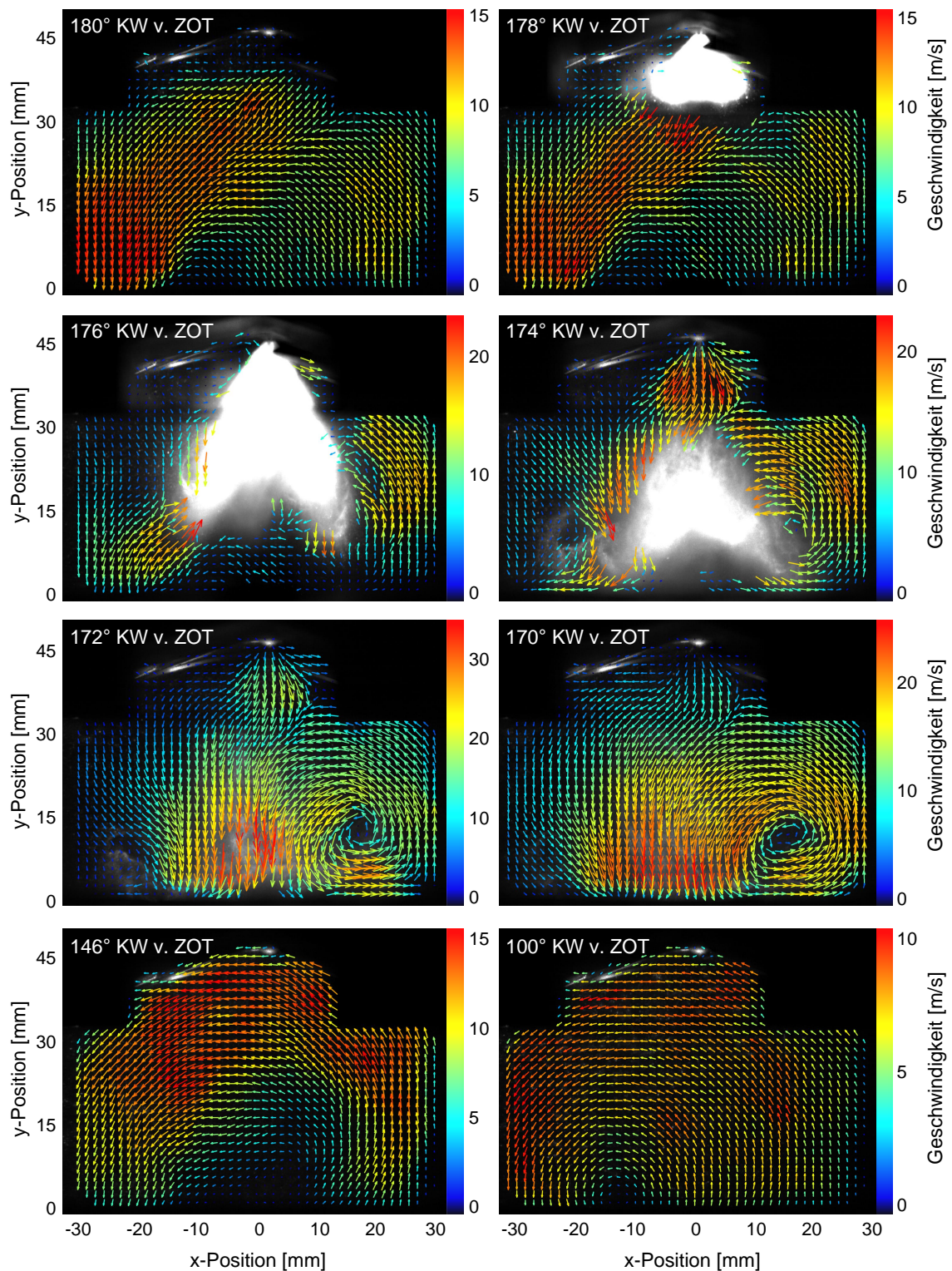


Abbildung 3.9: Einfluss der Benzindirekteinspritzung auf die Brennraumströmung. Der Ansteuerbeginn der Einspritzung liegt bei 180° KW v. ZOT. Der zeitliche Abstand zwischen den Bildern verändern sich innerhalb der Sequenz.

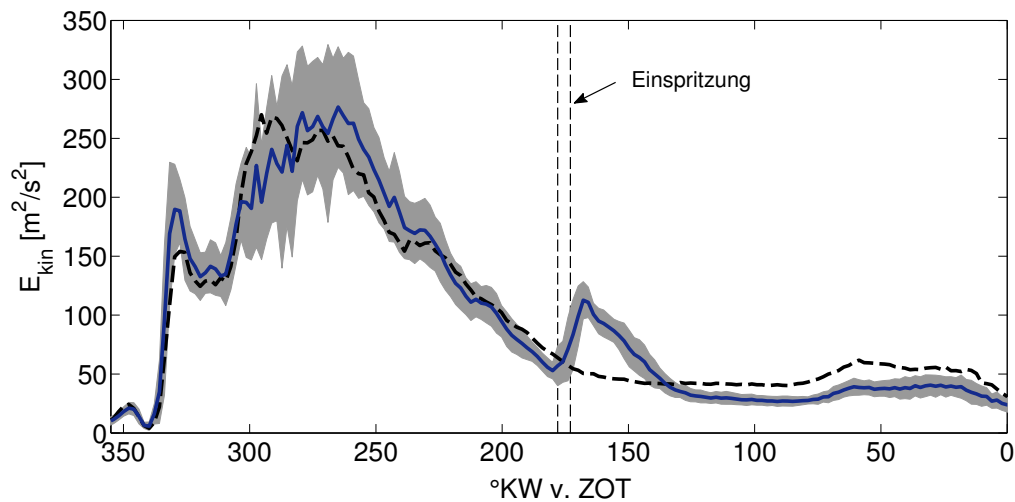


Abbildung 3.10: Ensemble-gemittelte kinetische Energie des Strömungsfeldes ohne (schwarz gestrichelt) und mit Direkteinspritzung (blau). Der graue Hintergrund kennzeichnet die Standardabweichung der Daten mit Einspritzung.

Um den Einfluss des Einspritzvorgangs zu quantifizieren, ist in Abbildung 3.10 der Verlauf der kinetischen Energie für die Messungen mit (blau) und ohne Einspritzung (schwarz gestrichelt) dargestellt. Die Daten ohne Einspritzung wurden bereits in Abbildung 3.6 (a) diskutiert und sind lediglich zum Vergleich abgebildet. Der Zeitpunkt der Einspritzung ist ebenfalls in der Abbildung eingezeichnet. Bis zum Einspritzbeginn ist die kinetische Energie für die Aufnahmen mit und ohne Einspritzung im Rahmen der Standardabweichung identisch. Dieses Verhalten ist erwartungsgemäß und bestätigt die hohe Reproduzierbarkeit der Messung. Mit dem Beginn der Einspritzung ist ein recht schneller Anstieg in der kinetischen Energie von $50 m^2/s^2$ auf $110 m^2/s^2$ zu erkennen. Somit wird die Energie im Strömungsfeld durch die Einspritzung temporär mehr als verdoppelt. Ab etwa $166^{\circ} KW$ v. ZOT sinkt die kinetische Energie wieder ab und die Verläufe der Messungen mit und ohne Einspritzung nähern sich einander an. Bei ca. $140^{\circ} KW$ v. ZOT schneiden sich beide Kurven und für den restlichen Verlauf der Kompression liegt die kinetische Energie des Strömungsfeldes mit Einspritzung leicht unter der Energie des Strömungsfeldes ohne Einspritzung.

Zusammenfassend zeigen die Untersuchungen, dass der Einspritzvorgang das Strömungsfeld kurzzeitig massiv beeinflusst. Infolge der Einspritzung kommt es zu einer signifikanten Erhöhung der kinetischen Energie und zu einer Verlagerung des Tumble-Zentrums. Die Einspritzung beeinflusst das Strömungsfeld allerdings nicht dauerhaft. Im untersuchten Betriebspunkt können ca. $50^{\circ} KW$ nach der Einspritzung nur noch geringe Veränderungen in der Brennraumströmung detektiert werden. Eine mögliche Erklärung für den langfristig geringen Einfluss liegt in der deutlich größeren Masse der Luftströmung im Vergleich zum Kraftstoff ($m_L/m_K \approx 15$ bei $\lambda = 1$ [19]). Zudem ist plausibel, dass eine Position des Tumble-Zentrums weit außerhalb der Zylinderachse (d.h. asymmetrisches Strömungsfeld) keinen bevorzugten Zustand der Brennraumströmung darstellt.

3.3.2 Zyklische Schwankungen der Brennraumströmung

Die bisherigen Ergebnisse behandelten ensemble-gemittelte Daten. Die Brennraumströmung variiert jedoch deutlich von Motorzyklus zu Motorzyklus. Um die zyklischen Schwankungen genauer zu untersuchen, wird im Folgenden die Anzahl der aufgenommenen Zyklen auf 75 erhöht. Im Gegenzug wird nur die zweite Hälfte des Kompressionstaktes detektiert ($100^\circ - 0^\circ$ KW v. ZOT in Intervallen von 2° KW). Zur Visualisierung der Schwankungen ist in Abbildung 3.11 die zeitliche Entwicklung von drei individuellen Motorzyklen gezeigt. Die drei Zyklen (14, 25, 47) sind willkürlich gewählt und zu den Zeitpunkten 90° , 60° und 30° KW v. ZOT dargestellt. In allen drei Zyklen ist eine Tumble-Struktur klar im Strömungsfeld zu erkennen. Die spezielle Form des Tumble-Wirbels und die Position des Wirbelzentrums sind in den Zyklen jedoch verschieden. In Zyklus 14 stimmt bei 90° KW v. ZOT die Position des Tumble-Zentrums mit der Brennraummitte überein. Durch die Aufwärtsbewegung des Kolbens wird das Zentrum in Richtung Brennraumdach geschoben. Bei 30° KW v. ZOT hat der Tumble-Wirbel eine symmetrische Form, die mittig im Brennraum positioniert ist. In Zyklus 25 befindet sich das Tumble-Zentrum zu Beginn der Sequenz (90° KW v. ZOT) am unteren linken Bildrand. Während der Kompression (60° KW v. ZOT) bewegt sich der Tumble-Wirbel in die Mitte des Brennraums. Schlussendlich wird er bei 30° KW v. ZOT vertikal gequetscht und weist eine elliptische Form auf. In Zyklus 47 ist bei 90° KW v. ZOT das Tumble-Zentrum geringfügig links von der Zylinderachse positioniert. Im Verlauf der Kompression bewegt sich das Tumble-Zentrum in die obere rechte Ecke des Brennraums. Bei 30° KW v. ZOT befindet sich das Tumble-Zentrum am rechten Rand des Brennraumdachs. Neben den zyklischen Schwankungen der Tumble-Struktur treten auch signifikante Variationen in den Geschwindigkeitsbeträgen auf. Während z.B. bei 30° KW v. ZOT in Zyklus 14 maximale Geschwindigkeiten von 23 m/s auftreten, ist in Zyklus 25 das Geschwindigkeitsniveau deutlich geringer (18 m/s).

Im Folgenden werden die zyklischen Schwankungen der Brennraumströmung mithilfe der quantitativen Kenngrößen (E_{kin} , k , R_t) bewertet. Die Daten sind in Abbildung 3.12 für 75 individuelle Motorzyklen dargestellt (rote Kreise). Zudem sind in der Abbildung die ensemble-gemittelten Verläufe eingezeichnet (blaue Linien). Für alle drei Größen entsprechen die ensemble-gemittelten Daten, wie erwartet, den bereits in Abbildung 3.8 diskutierten Verläufen. Hierbei ist zu beachten, dass die Abbildungen unterschiedlich skaliert sind. Die Werte der individuellen Motorzyklen bestätigen die signifikanten Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Brennraumströmung. So streut die kinetische Energie (Abbildung 3.12 (a)) bei 60° KW v. ZOT zwischen $40 \text{ m}^2/\text{s}^2$ und $80 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Die Standardabweichung beträgt $\pm 14\%$ bezüglich des Ensemblemittelwertes. Im Verlauf der Kompression steigt die relative Streuung der Daten an und beträgt bei ZOT $\pm 25\%$. Die kinetische Energie einzelner Motorzyklen schwankt zu diesem Zeitpunkt zwischen $7 \text{ m}^2/\text{s}^2$ und $36 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Die Fluktuationen in der turbulenten kinetischen Energie sind noch größer, wie in Abbildung 3.12 (b) zu erkennen ist. Die relative Standardabweichung liegt im beobachteten Zeitbereich zwischen $30 - 50\%$. Bei 60° KW v. ZOT nehmen individuelle Motorzyklen Werte im Intervall $3 - 13 \text{ m}^2/\text{s}^2$ an. Besonders ausgeprägt

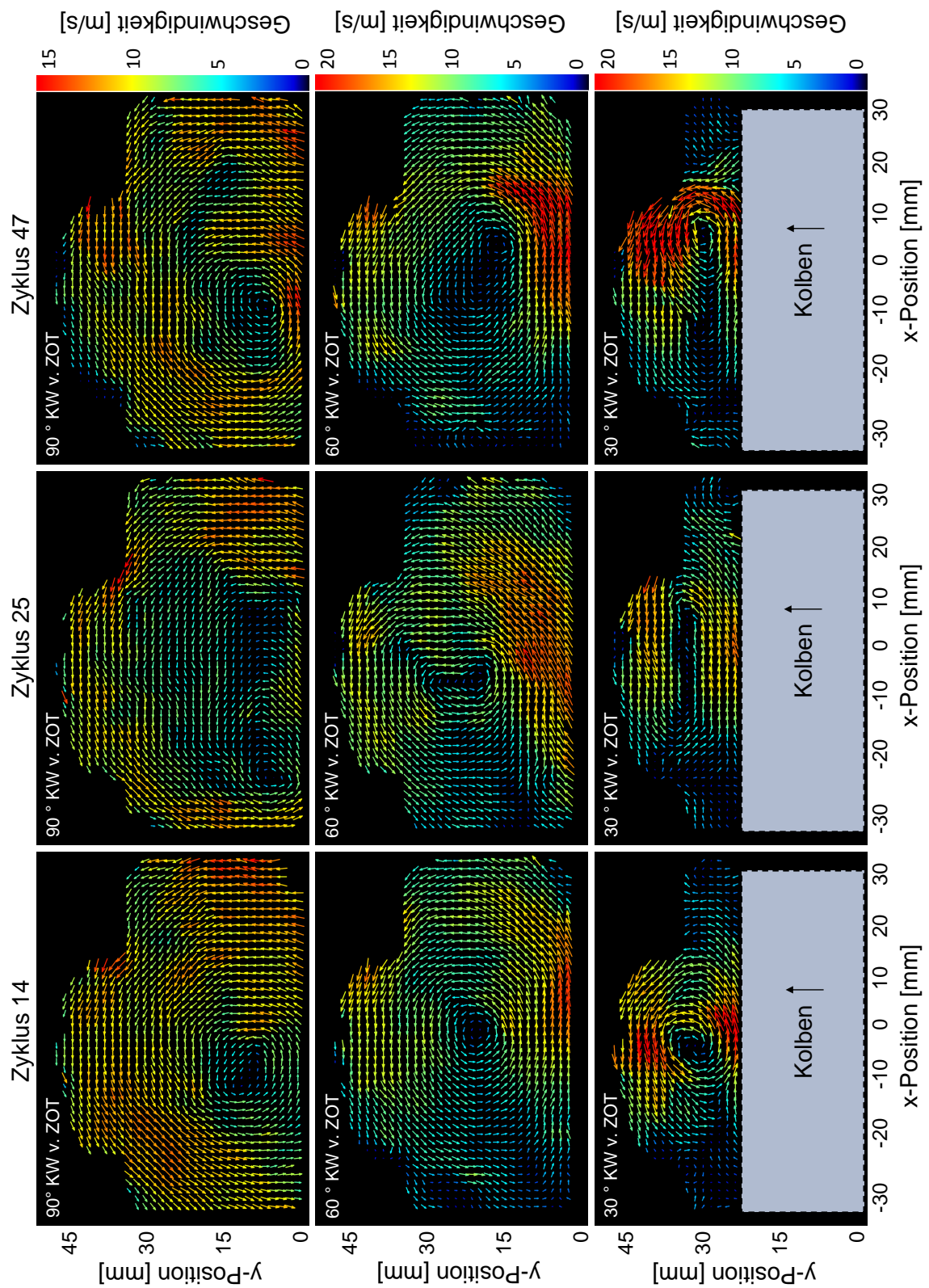


Abbildung 3.11: Zeitliche Entwicklung der Brennraumströmung für drei individuelle Motorzyklen (14, 25, 47).

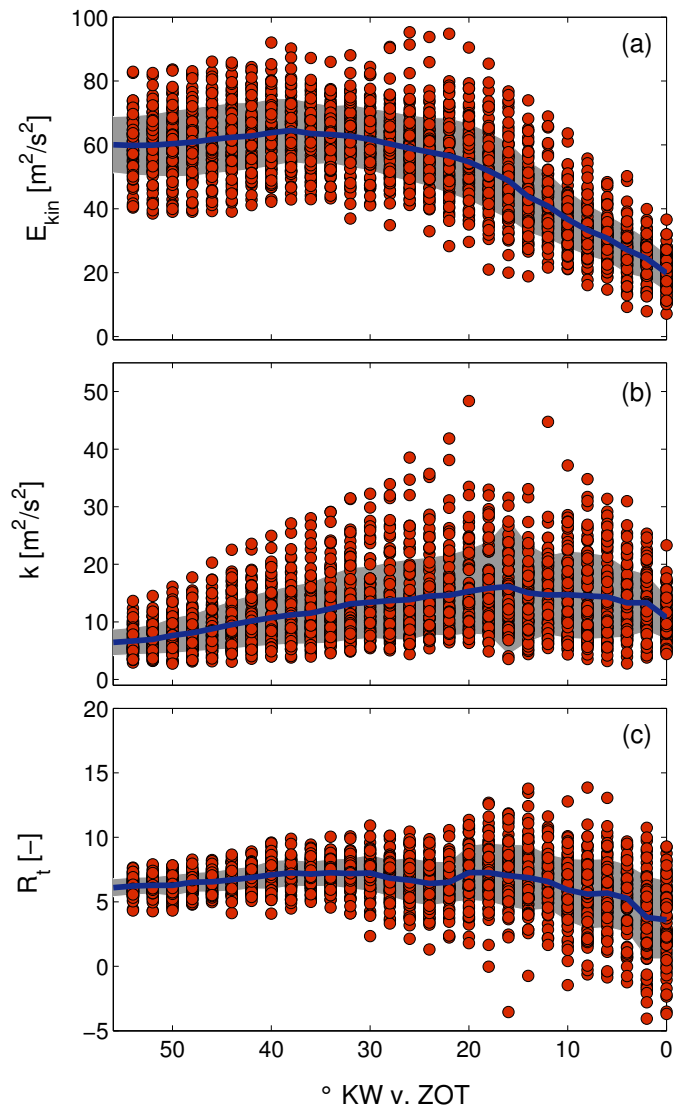


Abbildung 3.12: Entwicklung von (a): kinetischer Energie, (b): turbulenter kinetischer Energie und (c): Tumble-Zahl für 75 individuelle Motorzyklen (rote Kreise). Die entsprechenden ensemble-gemittelten Verläufe sind als blaue Linien eingezeichnet und die Standardabweichungen als graue Hintergründe markiert.

wird die Streuung der Daten um 20° KW v. ZOT. Hier zeigen einige Zyklen Werte von $40 m^2/s^2$, wohingegen andere Zyklen lediglich $5 m^2/s^2$ aufweisen. Gegen ZOT reduzieren sich die Fluktuationen wieder und alle Zyklen liegen in einem Bereich von $5 - 25 m^2/s^2$. In Abbildung 3.12 (c) ist die Tumble-Zahl dargestellt. Die Streuung der Tumble-Zahl nimmt im Verlauf der Kompression deutlich zu. So schwankt bei 60° KW v. ZOT die Tumble-Zahl in einem Bereich von $R_t = 4 - 8$. Bei 20° KW v. ZOT ist die Schwankungsbreite bereits wesentlich größer. Einzelne Motorzyklen weisen eine Tumble-Zahl von $R_t = 2$ auf, während andere Zyklen deutlich höhere Werte annehmen ($R_t = 11$). Bei ZOT treten zudem in einigen Zyklen sogar negative Tumble-Zahlen auf. Die Werte streuen zu diesem Zeitpunkt zwischen $R_t = -4 - 9$. Die große Streuung der Daten zeigt, dass der Zerfall des Tumble-Wirbels von Zyklus zu Zyklus sehr unterschiedlich verläuft. Während bei einigen Zyklen bei ZOT der Tumble-Wirbel schon vollständig verschwunden ist, zeigen andere Zyklen noch eine deutliche Tumble-Struktur.

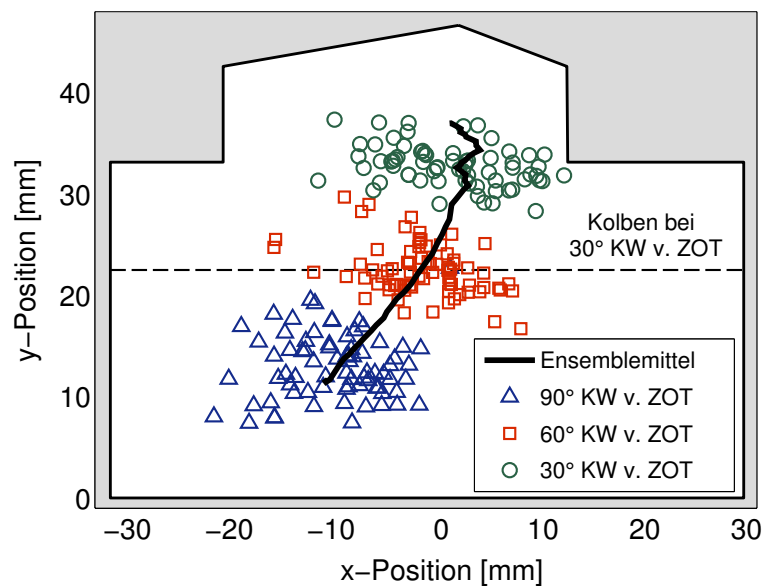


Abbildung 3.13: Entwicklung des Tumble-Zentrums des ensemble-gemittelten Strömungsfeldes (schwarze Line) und Position des Tumble-Zentrums für 75 individuelle Zyklen bei 90° (blaue Dreiecke), 60° (rote Quadrate) und 30° KW v. ZOT (grüne Kreise). Vergleiche [74,80].

Zur Bewertung der zyklischen Schwankungen der großskaligen Tumble-Struktur kann die Position des Tumble-Zentrums verwendet werden. Diese ist in Abbildung 3.13 für den Verlauf der Kompressionsphase dargestellt (100° – 0° KW v. ZOT). Das Tumble-Zentrum des ensemble-gemittelten Strömungsfeldes ist als schwarze Linie eingezeichnet. Zudem sind für 75 individuelle Motorzyklen die Tumble-Zentren zu den Zeitpunkten 90° (blaue Dreiecke), 60° (rote Quadrate) und 30° KW v. ZOT (grüne Kreise) abgebildet. Die Position des Kolbens bei 30° KW v. ZOT ist ebenfalls skizziert (schwarz gestrichelte Linie). Zwischen 100° – 20° KW v. ZOT verschiebt sich das Tumble-Zentrum des ensemble-gemittelten Strömungsfeldes vom unteren linken in den oberen rechten Bereich des Brennraums. Ab 20° KW v. ZOT bewegt sich das Zentrum leicht nach oben links zur Mitte des Brennraums zurück. Die Tumble-Zentren der individuellen Motorzyklen weisen eine deutliche Streuung um das Ensemblemittel auf. Bei 90° und 60° KW v. ZOT sind die Tumble-Zentren relativ gleichmäßig um das Ensemblemittel verteilt. Die Streubereiche haben hierbei einen Durchmesser von ca. 20 mm, was einem Viertel des Brennraumdurchmessers entspricht. Bei 30° KW v. ZOT ist die Verteilung der Tumble-Zentren in horizontaler Richtung ausgedehnt. Die Streuung erstreckt sich nun über einen Bereich von 34 mm in horizontaler und 9 mm in vertikaler Richtung.

Zusammenfassend bestätigen die Auswertungen die zyklischen Schwankungen in der Brennraumströmung. Die Visualisierung individueller Motorzyklen zeigte, dass sich die Strömungsfelder in Struktur und Geschwindigkeitsbetrag signifikant von Zyklus zu Zyklus verändern. Zudem konnten große zyklische Schwankungen in der kinetischen und turbulenten kinetischen Energie beobachtet werden. Zusätzlich hierzu variiert die Ausprägung (Tumble-Zahl) und die Position der großskaligen Tumble-Struktur wesentlich von Zyklus zu Zyklus.

3.3.3 Einfluss der Brennraumströmung auf die Verbrennung

Um den Einfluss der Brennraumströmung auf den Verbrennungsprozess zu untersuchen, werden Messungen im gefeuerten Motorbetrieb durchgeführt. Hierbei wird insbesondere analysiert, in welchem Ausmaß die zyklischen Variationen im Strömungsfeld Ursache für die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung sind. Im Folgenden wird der Kraftstoff in das Saugrohr eingespritzt und durch die lange Wechselwirkungszeit bis zum Brennraum eine homogene Gemischverteilung sichergestellt (siehe Unterabschnitt 2.2.3). Somit werden Effekte aufgrund von Gemischinhomogenitäten auf die Verbrennung vermieden. Die Zündung des Luft-Kraftstoff-Gemisches erfolgt durch das bereits in Kapitel 2 vorgestellte passiv gütegeschaltete Laserzündsystem. Daher ist der Zündort optisch vollständig zugänglich und keine Abschattungseffekte aufgrund des Zündkerzenbügels beeinträchtigen die Messungen. Das Strömungsfeld wird im Kompressionstakt von 60° KW v. ZOT bis kurz nach der Zündung in Schritten von 2° KW für 75 Motorzyklen aufgezeichnet. Anschließend werden aus dem Strömungsfeld die bereits diskutierten quantitativen Größen berechnet. Die Verbrennung wird durch Analyse des Zylinderdruckverlaufes bewertet. Als Maß für die Geschwindigkeit der Verbrennung wird die Lage des Umsatzschwerpunktes (MFB50) verwendet. Anschließend wird analysiert, ob Zusammenhänge zwischen dem MFB50 und einer der Größen des Strömungsfeldes existieren. Im Folgenden werden die Ergebnisse exemplarisch für einen stöchiometrischen ($\lambda = 1$) und einen mageren ($\lambda = 1,5$) Betriebspunkt diskutiert.

Um für die Verbrennung relevante Eigenschaften der Brennraumströmung besser identifizieren zu können, wird eine Gruppierung der Motorzyklen vorgenommen. Hierzu werden jeweils die zehn Zyklen mit dem frühesten, mittelsten und spätesten MFB50 zusammengefasst und die Vektorfelder entsprechend gemittelt. Anschließend werden die Strömungsfelder miteinander verglichen. In Abbildung 3.14 ist der Verlauf der kinetischen Energie für die Zyklen mit frühem (grüne Quadrate), mittlerem (rote Dreiecke) und spätem (schwarze Rauten) Umsatzschwerpunkt dargestellt. Zudem ist in der Abbildung die kinetische Energie des ensemble-gemittelten Strömungsfeldes (blaue Linie) eingezeichnet. Die Messung wird für eine stöchiometrische Verbrennung ($\lambda = 1$) und einen indizierten Mitteldruck von $p_{m,i} = 2,7$ bar durchgeführt. Die Zündung erfolgt bei 6° KW v. ZOT, sodass die Verbrennung verbrauchsoptimal stattfindet ($\text{MFB50} = 12,6^\circ$ KW n. ZOT). Die Standardabweichung der Schwerpunktlage der Verbrennung beträgt $\sigma_{\text{MFB50}} = 1,44^\circ$ KW. Der Verlauf des ensemble-gemittelten Strömungsfeldes entspricht den bereits zuvor diskutierten Ergebnissen (siehe z.B. Abbildung 3.12). Die kinetische Energie bleibt bis ca. 20° KW v. ZOT auf einem konstanten Niveau von $60 \text{ m}^2/\text{s}^2$ und fällt anschließend bis ZOT auf $25 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ab. Die kinetische Energie der Zyklen mit mittlerem Umsatzschwerpunkt ($\text{MFB50} = 12,5^\circ$ KW n. ZOT) stimmt sehr gut mit dem Verlauf des Ensemblemittels überein. Die Zyklen mit spätem Umsatzschwerpunkt (d.h. langsam brennende Zyklen, $\text{MFB50} = 15,1^\circ$ KW n. ZOT) zeigen bis 20° KW v. ZOT ein deutlich geringeres Energieniveau ($50 \text{ m}^2/\text{s}^2$) als das Ensemblemittel. Ab 20° KW v. ZOT nähern sich die Verläufe einander an, sodass zum Zündzeitpunkt (6° KW v. ZOT) die kinetische

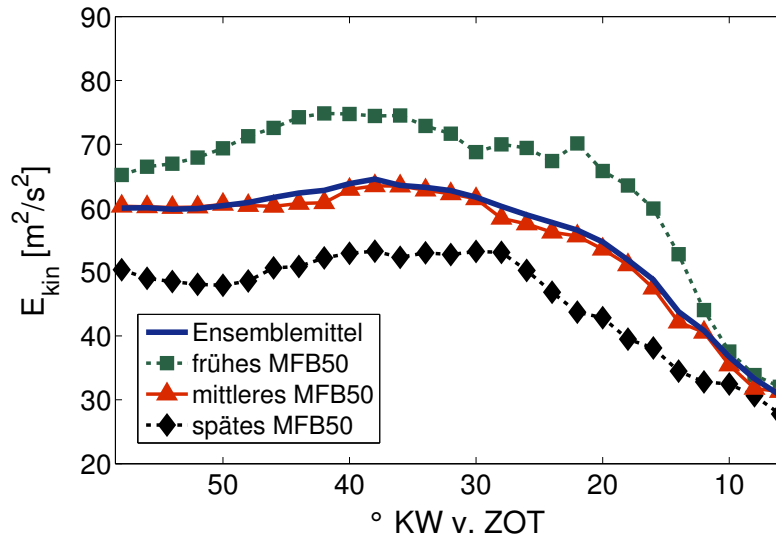


Abbildung 3.14: Verlauf der kinetischen Energie im gefeuerten Motorbetrieb ($\lambda = 1$). Die Daten für Zyklen mit frühem, mittlerem und spätem Umsatzzschwerpunkt (MFB50) sowie das Ensemblemittel sind dargestellt.

Energie dem Ensemblemittel entspricht. Die Zyklen mit frühem Umsatzzschwerpunkt (d.h. schnell brennende Zyklen, $\text{MFB50} = 10, 7^\circ \text{ KW n. ZOT}$) haben zwischen $60^\circ - 20^\circ \text{ KW v. ZOT}$ die meiste Energie im Strömungsfeld ($70 \text{ m}^2/\text{s}^2$). Im weiteren Verlauf der Kompression reduziert sich auch hier die Energiedifferenz zum Ensemblemittel vollständig. Zusammenfassend können signifikante Unterschiede im Strömungsfeld zwischen Zyklen mit frühem, mittlerem und spätem Umsatzzschwerpunkt beobachtet werden. Schnell brennende Zyklen haben während der Kompressionsphase eine deutlich höhere kinetische Energie im Strömungsfeld. Die Energiedifferenz reduziert sich jedoch vollständig zum Ende der Kompression. Es ist davon auszugehen, dass die Energie hierbei in kleinskalige Wirbelstrukturen dissipiert ist. Die kleinskaligen Wirbelstrukturen können, wie bereits diskutiert, aufgrund der räumlichen Auflösung des PIV-Systems nicht detektiert werden. Sie beschleunigen jedoch die turbulente Flammenausbreitung und führen somit zu einem frühen Umsatzzschwerpunkt (MFB50). Daher ist die kinetische Energie des Strömungsfeldes von entscheidender Bedeutung für die Geschwindigkeit der anschließenden Verbrennung.

Der Zusammenhang zwischen der Brennraumströmung und dem Verbrennungsschwerpunkt wird im Folgenden für einzelne Motorzyklen quantitativ betrachtet. Hierzu wird die kinetische Energie individueller Zyklen im Zeitbereich zwischen $60^\circ - 20^\circ \text{ KW v. ZOT}$ gemittelt. Der Auswertebereich wurde entsprechend gewählt, da hier die Differenz zwischen frühen, mittleren und späten Zyklen am größten ist. In Abbildung 3.15 ist der MFB50 über der kinetischen Energie für 75 Motorzyklen dargestellt (blaue Kreise). Zudem ist in der Abbildung eine Ausgleichsgerade (schwarz gestrichelt) und das entsprechende Bestimmtheitsmaß R^2 angegeben. Es wird die gleiche Messung wie in der vorherigen Abbildung verwendet ($\lambda = 1$). Aus den Daten ist ein linearer Zusammenhang zwischen dem Umsatzzschwerpunkt

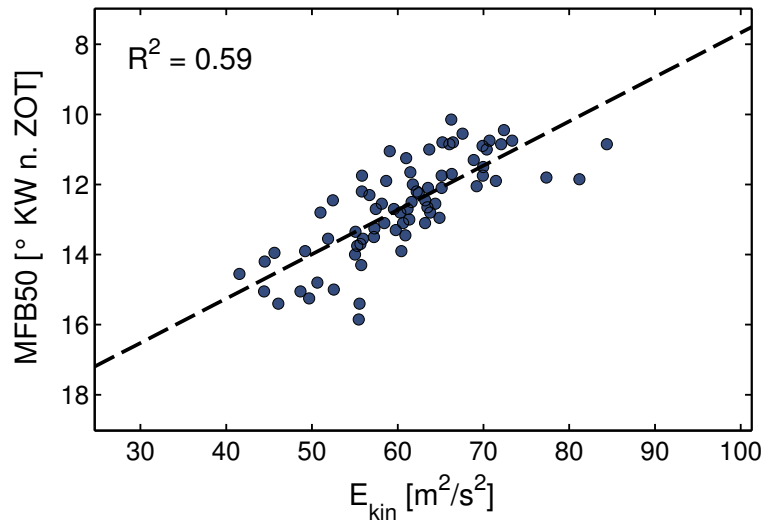


Abbildung 3.15: Umsatzschwerpunkt (MFB50) über kinetischer Energie im Strömungsfeld (gemittelt zwischen $60^\circ - 20^\circ$ KW v. ZOT) für stöchiometrischen Motorbetrieb ($\lambda = 1$). Blaue Kreise kennzeichnen die Daten individueller Motorzyklen. Eine Ausgleichsgerade an die Daten ist schwarz gestrichelt eingezeichnet.

und der kinetischen Energie des Strömungsfeldes zu erkennen. Mit ansteigender kinetischer Energie verschiebt sich die Lage des Umsatzschwerpunktes zu früheren Zeiten, d.h. die Flammenausbreitung wird schneller. Das Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,59$ bestätigt diesen Zusammenhang. Somit können für eine stöchiometrische Verbrennung die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in der kinetischen Energie des Strömungsfeldes als maßgebliche Ursache für die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung identifiziert werden. In der Abbildung ist dennoch eine gewisse Streuung der Daten um die Ausgleichsgerade zu erkennen. Eine Ursache hierfür kann in der verwendeten PIV-Messtechnik liegen. So wird das Strömungsfeld nur in einer Ebene erfasst und daher nur ein geringer Teil des Brennraumvolumens betrachtet. Schwankungen in der kinetischen Energie außerhalb der Messebene werden nicht berücksichtigt. Zudem werden nur zwei Geschwindigkeitskomponenten des Strömungsfeldes gemessen. Daher werden Fluktuationen in der dritten Geschwindigkeitskomponente ebenfalls nicht detektiert. Bei der verwendeten Tumble-Strömung ist die kinetische Energie in der dritten Geschwindigkeitskomponente jedoch vergleichsweise gering [74]. Neben den Ursachen in der Messtechnik kann die Streuung der Daten auch physikalische Ursachen haben. Dies können z.B. Temperaturschwankungen im Brennraum oder Fluktuationen in der Restgasverteilung sein.

Der Einfluss der kinetischen Energie des Strömungsfeldes auf die Verbrennung wird nachfolgend für den mageren Motorbetrieb ($\lambda = 1,5$) diskutiert. Hierzu wird die Luftmenge konstant gehalten und die eingespritzte Kraftstoffmasse reduziert. Da sich bei der Abmagerung die Flammenausbreitung verlangsamt, wird der Zündzeitpunkt nach „früh“ verschoben (18° KW v. ZOT). Somit wird eine vergleichbare Lage des Umsatzschwerpunktes wie bei stöchiometrischem Motor-

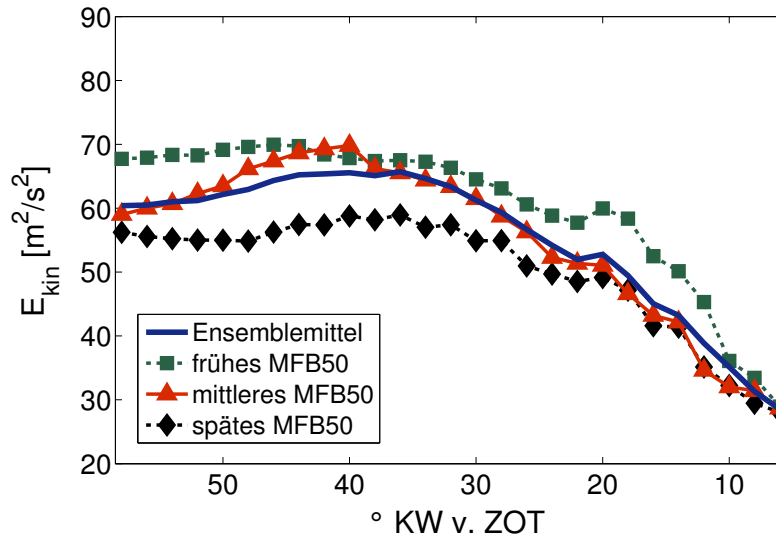


Abbildung 3.16: Verlauf der kinetischen Energie im mageren Motorbetrieb ($\lambda = 1,5$). Die Daten für Zyklen mit frühem, mittlerem und spätem Umsatzschwerpunkt (MFB50) sowie das Ensemblemittel sind dargestellt.

betrieb erreicht ($\overline{\text{MFB50}} = 11,9^\circ \text{ KW n. ZOT}$). Durch die Abmagerung reduziert sich der indizierte Mitteldruck auf $p_{m,i} = 2,0 \text{ bar}$ und die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung nehmen deutlich zu. Es werden erneut jeweils die zehn Zyklen mit frühester, mittelster und spätester Umsatzlage gruppiert und gemittelt. Die entsprechenden Verläufe der kinetischen Energie sind in Abbildung 3.16 dargestellt. Qualitativ entsprechen die Daten der vorherigen Messung bei $\lambda = 1$. Frühe Zyklen zeigen in der Kompressionsphase die höchste kinetische Energie im Strömungsfeld, wobei sich zum Ende der Kompression die Werte wieder dem Verlauf des Ensemblemittels vollständig annähern. Die Energieunterschiede sind bei magerem Motorbetrieb jedoch nicht so stark ausgeprägt wie bei stöchiometrischer Verbrennung. So liegt die kinetische Energie der frühen Zyklen ($\text{MFB50} = 8,1^\circ \text{ KW n. ZOT}$) zwischen $60^\circ - 20^\circ \text{ KW v. ZOT}$ ca. $10 \text{ m}^2/\text{s}^2$ über der Energie der späten Zyklen ($\text{MFB50} = 17,3^\circ \text{ KW n. ZOT}$). Im Vergleich hierzu betrug die Energiedifferenz bei stöchiometrischer Verbrennung bis zu $20 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Auch treten stärkere Schwankungen im Verlauf der kinetischen Energie der mittleren Zyklen auf ($\text{MFB50} = 11,8^\circ \text{ KW n. ZOT}$). So ist z.B. bei $40^\circ \text{ KW v. ZOT}$ die Energie der mittleren Zyklen so groß wie die der frühen Zyklen. Bei $20^\circ \text{ KW v. ZOT}$ ist die Energie wiederum nur noch auf dem Niveau der späten Zyklen. Allgemein zeigen die Daten, dass auch für den mageren Motorbetrieb die kinetische Energie des Strömungsfeldes ein wichtiger Parameter für die Verbrennung ist. Der Einfluss ist im Vergleich zu stöchiometrischem Motorbetrieb jedoch deutlich geringer. Dieses wird im Folgenden durch die Betrachtung individueller Motorzyklen bestätigt.

In Abbildung 3.17 ist der Umsatzschwerpunkt (MFB50) individueller Motorzyklen über der kinetischen Energie für mageren Motorbetrieb ($\lambda = 1,5$) dargestellt. Die kinetische Energie wird, wie im stöchiometrischen Fall, im Zeitintervall zwischen $60^\circ - 20^\circ \text{ KW v. ZOT}$ gemittelt. In der Abbildung sind zunächst die deutlich

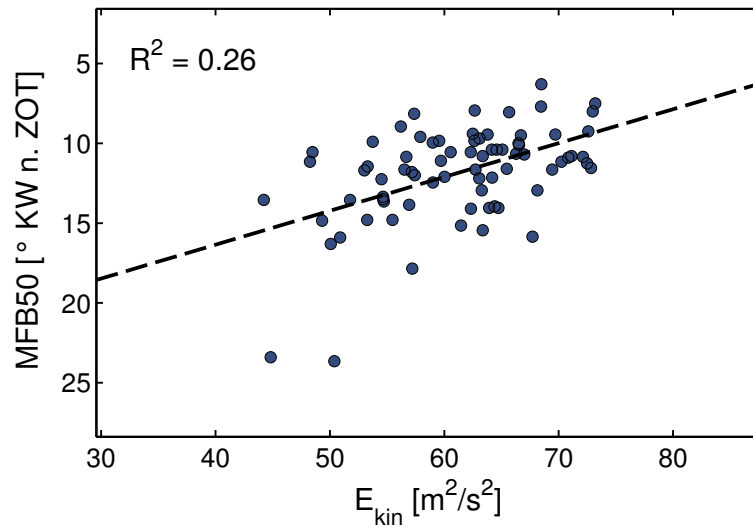


Abbildung 3.17: Umsatzschwerpunkt (MFB50) über kinetischer Energie des Strömungsfeldes (gemittelt zwischen $60^\circ - 20^\circ$ KW v. ZOT) für mageren Motorbetrieb ($\lambda = 1,5$). Blaue Kreise kennzeichnen die Daten individueller Motorzyklen. Eine Ausgleichsgerade an die Daten ist schwarz gestrichelt eingezeichnet.

größeren zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess zu erkennen. Der Umsatzschwerpunkt einzelner Zyklen nimmt Werte im Intervall zwischen $6,3^\circ - 23,7^\circ$ KW n. ZOT mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\text{MFB50}} = 2,98^\circ$ KW an. Die Daten zeigen ebenfalls eine Tendenz zu früherer Umsatzlage (d.h. schneller Verbrennung) mit steigender kinetischer Energie. Die Streuung der Daten um die Ausgleichsgerade ist jedoch deutlich größer, was durch das geringe Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,26$ bestätigt wird. Somit nimmt der Einfluss anderer Faktoren im Vergleich zur kinetischen Energie sehr stark zu. Die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in der kinetischen Energie sind demnach nicht mehr die Hauptursache für die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung. Um eine Erklärung für die gestiegene Streuung der Daten zu finden, wird im späteren Verlauf dieses Abschnitts das Flammeneigenleuchten simultan zum Strömungsfeld aufgezeichnet. Des Weiteren können prinzipiell auch Effekte außerhalb der Brennraumströmung (z.B. Temperatur- oder Restgasverteilung) für die gestiegenen Schwankungen verantwortlich sein. Diese Effekte sind jedoch nicht Gegenstand des vorliegenden Kapitels.

Um den Einfluss der Brennraumströmung auf den Verbrennungsprozess zu untersuchen, wurden neben der kinetischen Energie auch die turbulente kinetische Energie, die Tumble-Zahl und die Position des Tumble-Zentrums betrachtet. Diese Größen lieferten jedoch wesentlich schlechtere Korrelationswerte. Dennoch wird im Folgenden exemplarisch der Zusammenhang zwischen der turbulenten kinetischen Energie und dem MFB50 diskutiert. Die entsprechenden Verläufe der zehn frühesten, mittelsten und spätesten Zyklen sind in Abbildung 3.18 (a) für stöchiometrischen Motorbetrieb dargestellt. Zudem ist in der Abbildung der Verlauf des Ensemblemittels eingezeichnet. Der Verlauf der ensemble-gemittelten

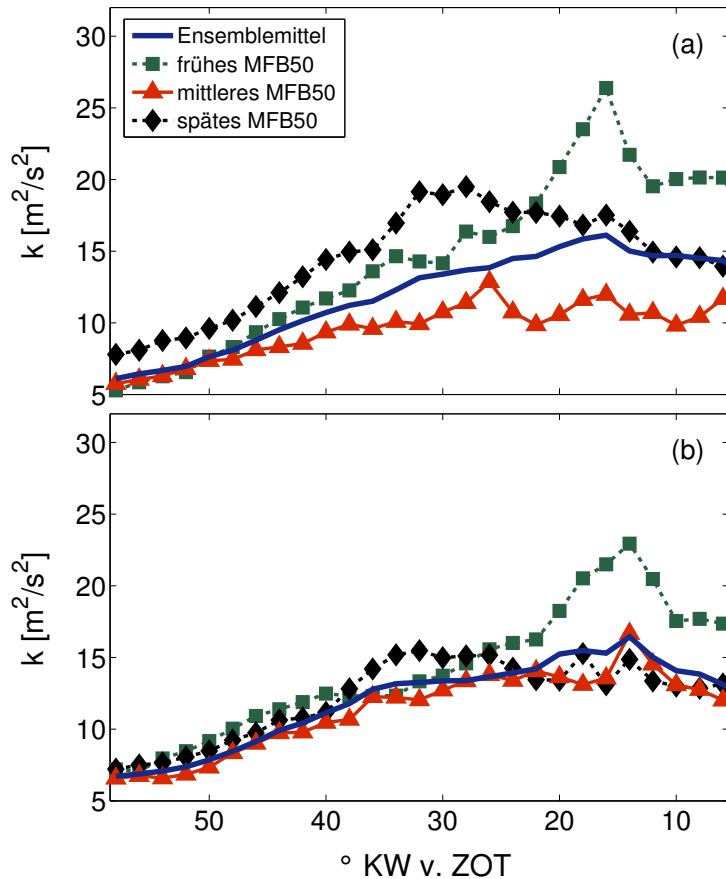


Abbildung 3.18: Verlauf der turbulenten kinetischen Energie für (a): stöchiometrischen und (b): mageren Motorbetrieb. Es sind jeweils die Daten für Zyklen mit frühem, mittlerem und spätem Umsatzschwerpunkt (MFB50) sowie das Ensemblemittel dargestellt.

Daten entspricht den zuvor präsentierten Ergebnissen (siehe Abbildung 3.12). Zwischen $60^\circ - 20^\circ$ KW v. ZOT steigt die turbulente kinetische Energie von $5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ auf $15 \text{ m}^2/\text{s}^2$ an und fällt anschließend bis ZOT leicht ab. Zwischen den Zyklen mit früher, mittlerer und später Umsatzlage besteht zu Beginn der Messung (60° KW v. ZOT) nur ein geringer Unterschied ($\Delta k \approx 2,5 \text{ m}^2/\text{s}^2$). Die Energiedifferenz wird im Verlauf der Kompression größer und erreicht Werte von $\Delta k \approx 10 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Es ist allerdings keine stimmige Reihenfolge im Energieniveau zwischen den Zyklen zu erkennen. So haben die Zyklen mit mittlerer Umsatzlage über den gesamten Aufnahmebereich die geringste turbulente kinetische Energie. Die späten Zyklen haben anfänglich zwischen $60^\circ - 20^\circ$ KW v. ZOT das höchste Energieniveau. Bei 20° KW v. ZOT schneiden sie den Verlauf der frühen Zyklen, sodass ab diesem Zeitpunkt die frühen Zyklen die größte Energie aufweisen. Die hohe turbulente kinetische Energie der frühen Zyklen ist zunächst konsistent mit einfachen Erwartungen. Da die Energie der späten Zyklen in diesem Zeitbereich jedoch deutlich über den mittleren Zyklen liegt, ist keine konsistente Interpretation der Daten möglich.

Für mageren Motorbetrieb ($\lambda = 1,5$) ist ein ähnliches Verhalten in der turbulenten kinetischen Energie zu erkennen (siehe Abbildung 3.18 (b)). Jedoch liegen die Verläufe der frühen, mittleren und späten Zyklen enger zusammen. So tritt bis 20° KW v. ZOT kein wesentlicher Unterschied zwischen den Zyklen auf. Am Ende der Kompression ($20^\circ - 0^\circ$ KW v. ZOT) nimmt die Energie der frühen Zyklen die höchsten Werte an und ist ungefähr $4 \text{ m}^2/\text{s}^2$ größer als in den restlichen Zyklen.

Die Verläufe der mittleren und späten Zyklen bleiben zu diesem Zeitpunkt nahezu identisch. Somit kann sowohl für stöchiometrischen als auch mageren Motorbetrieb kein signifikanter Zusammenhang zwischen der turbulenten kinetischen Energie im Strömungsfeld und der Umsatzlage der Verbrennung gefunden werden. Da die Betrachtung von gemittelten Zyklen bereits keine klare Tendenz zeigt, wird im Folgenden auf die Auswertung individueller Motorzyklen verzichtet. Eine mögliche Ursache für die fehlende Korrelation liegt in der räumlichen Auflösung der PIV-Messtechnik. Wirbelstrukturen, welche kleiner als das Auflösungsvermögen sind, werden nicht erfasst und somit bei der Berechnung der turbulenten kinetischen Energie nicht berücksichtigt. Die kleinskaligen Wirbelstrukturen sind jedoch für die turbulente Flammenausbreitung von großer Bedeutung, was den geringen Zusammenhang zwischen der Verbrennung und der turbulenten kinetischen Energie erklären kann. Ein weiterer Grund für die fehlende Korrelation liegt in der verwendeten Definition der turbulenten kinetischen Energie (Reynolds-Zerlegung). Wie bereits diskutiert, beschreibt diese lediglich die Abweichung vom ensemble-gemittelten Strömungsfeld und enthält somit neben den kleinskaligen Fluktuationen auch Beträge großskaliger zyklischer Schwankungen. Die kleinskaligen Fluktuationen werden hierbei durch die großskaligen zyklischen Schwankungen des Strömungsfeldes überlagert. Im Folgenden werden daher die kleinskaligen Fluktuationen mithilfe der POD-Analyse (*proper orthogonal decomposition*) von den großskaligen Schwankungen getrennt.

POD-Analyse der Brennraumströmung

Die POD-Analyse kann als mathematisches Verfahren, vergleichbar zu einer Tiefpassfilterung, auf das Strömungsfeld angewendet werden. Hierzu wird wie bei der Lösung eines Eigenwertproblems vorgegangen. Die jeweiligen Vektorfelder zu einer bestimmten Phase ($^{\circ}$ KW) des Motorzyklus werden in einen Satz von orthonormalen Moden (Eigenvektoren) zerlegt. Dieses Vorgehen wird auch als sogenannte Schnappschuss-POD bezeichnet. Die zugehörigen Eigenwerte stellen hierbei die kinetische Energie dar, welche durch die Moden abgebildet wird. Zudem werden die Moden entsprechend ihrer Eigenwerte sortiert, sodass die ersten Moden die meiste Energie des Strömungsfeldes darstellen. Durch Projektion der ursprünglichen Vektorfelder auf die Moden werden die jeweiligen POD-Koeffizienten berechnet. Anschließend können durch Superposition der gewichteten Moden die Vektorfelder wieder rekonstruiert werden. Werden zur Rekonstruktion nur Moden bis zur einer gewissen Grenzordnung verwendet, entsteht eine Art Tiefpassfilterung des Vektorfeldes. Das „POD-gefilterte“ Vektorfeld wird im Anschluss vom ursprünglichen Vektorfeld subtrahiert. Je nach verwendeter Grenzordnung wird somit der Anteil der großskaligen zyklischen Schwankungen im Differenz-Vektorfeld reduziert, bis nur noch kleinskalige Fluktuationen enthalten sind. Daher wird im Folgenden die kinetische Energie des Differenz-Vektorfeldes als turbulente kinetische Energie bezeichnet. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die POD-Analyse eine kommerziell verfügbare Software (LaVision, DaVis 8) verwendet [83]. Weitere Informationen zur POD können z.B. aus [31, 94, 95] oder aus der Diplomarbeit von Bittner [96], welche an diesem Projekt durchgeführt wurde, entnommen werden.

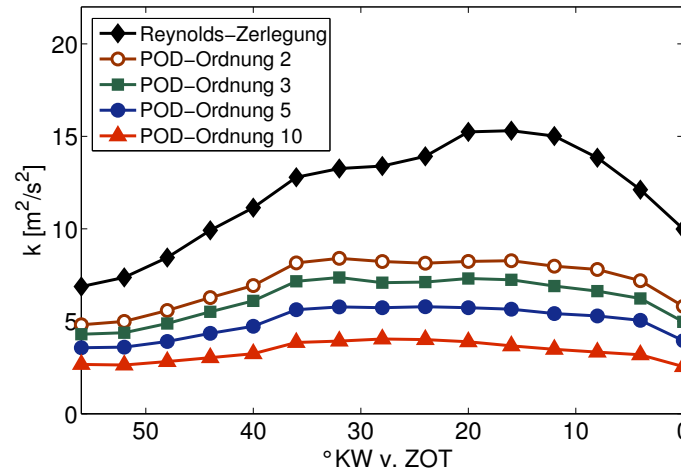


Abbildung 3.19: Verlauf der turbulenten kinetischen Energie für die Reynolds-Zerlegung und verschiedene Grenzzordnungen der POD-Analyse.

In Abbildung 3.19 ist der Verlauf der turbulenten kinetischen Energie dargestellt. Die Berechnung wurde nach der Reynolds-Zerlegung und für verschiedene Grenzzordnungen (2, 3, 5, 10) mit der POD-Analyse durchgeführt. Die Daten der Reynolds-Zerlegung zeigen über den gesamten Bereich die größten Werte. Nach der POD-Analyse ist die turbulente kinetische Energie deutlich geringer, wobei mit zunehmender Grenzzordnung definitionsgemäß die Energie weiter absinkt. Bei einer Grenzzordnung von zwei liegt die Energie ca. 35% unterhalb der Reynolds-Zerlegung und bei einer Grenzzordnung von zehn werden sogar 70% geringere Werte beobachtet. Folglich wird der Betrag der turbulenten kinetischen Energie stark durch die Wahl der Grenzzordnung beeinflusst. Die Auswahl der „richtigen“ Grenzzordnung ist bei der POD-Analyse jedoch problematisch. Bei Graftieaux et al. [30] konnten bei einer Grenzzordnung von drei die großskaligen Strukturen im Strömungsfeld bereits gut dargestellt werden. Daher wird diese Grenzzordnung im Folgenden als Richtwert verwendet. Unabhängig von der verwendeten Grenzzordnung ist die turbulente kinetische Energie bei der POD wesentlich geringer als bei der Reynolds-Zerlegung. Dies lässt vermuten, dass bei der Reynolds-Zerlegung ein großer Anteil der turbulenten kinetischen Energie durch großskalige zyklische Schwankungen verursacht wird. Somit ist die Anwendung der Reynolds-Zerlegung auf instationäre Strömungen, wie die Brennraumströmung, nur bedingt geeignet, was eine Erklärung für die geringe Korrelation in Abbildung 3.18 sein kann.

In Abbildung 3.20 ist die turbulente kinetische Energie für stöchiometrischen Motorbetrieb dargestellt. Die Berechnung wurde mithilfe der POD-Analyse und einer Grenzzordnung von drei durchgeführt, wobei dieselbe PIV-Messung wie in Abbildung 3.18 (a) verwendet wurde. In der Abbildung ist das Ensemblemittel sowie der Mittelwert aus den jeweils zehn frühesten, mittelsten und spätesten Zyklen eingezeichnet. Bis ca. 25° KW v. ZOT ist kein signifikanter Unterschied zwischen den Zyklen zu erkennen. Ab diesem Zeitpunkt spalten sich die Verläufe auf, wobei die frühen Zyklen die meiste Energie aufweisen. Die mittleren Zyklen haben um ca. $1,5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ kleinere Werte und die späten Zyklen besitzen die geringste

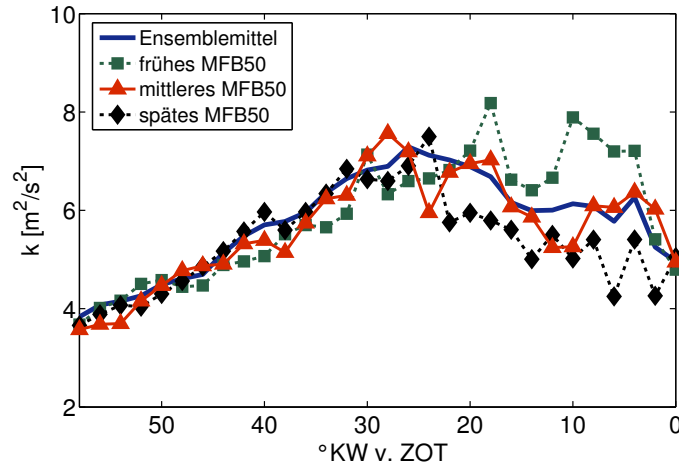


Abbildung 3.20: Verlauf der turbulenten kinetischen Energie für Zyklen mit frühem, mittlerem und spätem MFB50 (gemittelt über zehn Zyklen), berechnet mittels POD-Analyse und einer Grenzordnung von drei.

turbulente kinetische Energie. Die Reihenfolge in der Energie zwischen frühen, mittleren und späten Zyklen entspricht somit dem erwarteten Verhalten. Die Auswertung der 75 individuellen Motorzyklen in einem Bereich von $20^\circ - 2^\circ$ KW v. ZOT liefert ein Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,26$. Somit kann mithilfe der POD-Analyse eine sehr schwache Korrelation zwischen turbulenter kinetischer Energie und Schwerpunktlage der Verbrennung (MFB50) festgestellt werden. Im Gegensatz hierzu konnte mit der Reynolds-Zerlegung kein Zusammenhang beobachtet werden ($R^2 = 0,05$). Dennoch lieferte die Beschreibung durch die kinetische Energie während der Kompressionsphase ($60^\circ - 20^\circ$ KW v. ZOT) mit Abstand das höchste Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,59$ (siehe Abbildung 3.15). Eine Erklärung hierfür liegt in der räumlichen Auflösung der PIV-Messung, wodurch sehr kleine Wirbelstrukturen nicht erfasst werden. Diese sind jedoch für die turbulente Flammenausbreitung von großer Bedeutung, was den schwachen Zusammenhang zwischen Flammenausbreitung und turbulenter kinetischer Energie erklären kann.

Simultane Visualisierung des Flammeneigenleuchtens und HS-PIV

Zuvor wurde gezeigt, dass bei magerer Verbrennung der Zusammenhang zwischen kinetischer Energie im Strömungsfeld und Schwerpunktlage der Verbrennung deutlich geringer ist als bei stöchiometrischem Motorbetrieb (siehe Abbildung 3.15 und Abbildung 3.17). Um für diesen Effekt eine Erklärung zu finden, wird im Folgenden das Flammeneigenleuchten simultan zur Brennraumströmung aufgezeichnet. Hierzu wird der experimentelle Aufbau geringfügig modifiziert. Das optische Bandpassfilter wird durch ein Langpassfilter mit einer Grenzwellenlänge von 515 nm ersetzt (Schott, OG515). Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Filterkombinationen ausprobiert, wobei das verwendete Filter die besten Ergebnisse lieferte. Zum einen schützt es die Kamera vor dem hellen Licht des Zündplasmas, welches sich hauptsächlich im ultravioletten Spektralbereich befindet. Andererseits transmittiert das Filter ausreichend viel

Licht des Flammeneigenleuchtens, sodass die Flammenfläche gut detektiert werden kann. Zudem tritt keine wesentliche Abschwächung des Streulichtes von den Partikeln aufgrund des Filters auf. Da die Verbrennung um ZOT stattfindet, kann der Aufnahmebereich der Kamera auf 704×368 px verkleinert werden. Hiermit beträgt die maximale Größe des aufgezeichneten Vektorfeldes etwa $32 \times 17 \text{ mm}^2$. Im Gegenzug kann die Aufnahme rate der Kamera auf 16 kHz erhöht werden, was einer effektiven Rate der PIV-Messung von 8 kHz entspricht. Bei einer Drehzahl von 1000 1/min wird das Strömungsfeld folglich alle $0,8^\circ \text{ KW}$ aufgezeichnet. Diese Auflösung ist ausreichend hoch, um die zeitliche Entwicklung der Flammenausbreitung zu verfolgen. Die Aufnahme erfolgt für 75 aufeinanderfolgende Motorzyklen in einem Zeitintervall zwischen $20^\circ \text{ KW v. ZOT}$ und $20^\circ \text{ KW n. ZOT}$. Der Bereich der Flammenfläche wird durch Anwendung eines oberen Intensitätsschwellwertes bei der Berechnung der Vektorfelder ausgeblendet.

In Abbildung 3.21 sind die Entwicklung des Strömungsfeldes und die Flammenausbreitung für drei individuelle Motorzyklen (18, 51, 58) bei magerer Verbrennung ($\lambda = 1,5$) dargestellt. Die ausgewählten Zyklen sind typische Beispiele einer langsamen, mittleren und schnellen Verbrennung. Die Zündung erfolgt bei $22^\circ \text{ KW v. ZOT}$, sodass eine verbrauchsoptimale Schwerpunktlage erreicht wird ($\text{MFB}_{50} = 11,6^\circ \text{ KW n. ZOT}$). In allen drei Zyklen ist zu Beginn der Sequenz eine klare Wirbelstruktur zu erkennen. Das lokale Strömungsfeld in der Nähe des Flammkerns variiert jedoch stark von Zyklus zu Zyklus. Während die Verbrennung voranschreitet, folgt der Flammkern der Bewegung des Strömungsfeldes. In Zyklus 18 (langsame Verbrennung) wird der Flammkern in Richtung der linken Brennraumwand gedrückt. Unter diesen Bedingungen wird die Flammenausbreitung signifikant verzögert, da erhöhte Wandwärmeverluste auftreten. Zudem kann sich die Flammenfront nicht isotrop in alle Raumrichtungen ausbreiten und der zurückzulegende Flammenweg wird deutlich verlängert. Die verzögerte Verbrennung ist auch im Umsatzschwerpunkt von $\text{MFB}_{50} = 24,0^\circ \text{ KW n. ZOT}$ zu erkennen. In Zyklus 51 (mittlere Verbrennung) bewegt sich der Flammkern in die Mitte des Brennraums und wird anschließend durch den Tumble-Wirbel nach oben rotiert. Von diesem Punkt aus breitet sich die Flamme isotrop in alle Richtungen aus. Der Motorzyklus entspricht daher eher einer regulären Verbrennung und der Umsatzschwerpunkt liegt mit $\text{MFB}_{50} = 11,1^\circ \text{ KW n. ZOT}$ nahe am Ensemblemittel. In Zyklus 58 (schnelle Verbrennung) zeigt das Strömungsfeld am Zündort nach unten in Richtung des Kolbens. Im Verlauf der Verbrennung wird der Flammkern auf den Kolben gedrückt. An der Oberfläche des Kolbens tritt ein Staupunkt im Strömungsfeld auf. An dieser Stelle wird der Flammkern in zwei Bereiche zerteilt. Der eine Teil des Flammkerns bewegt sich nach links und der zweite Teil des Flammkerns nach rechts. Anschließend breiten sich beide Teile der Flamme unabhängig voneinander aus. Aufgrund dieser speziellen Situation von zwei Flammkernen ist die Flammenfläche deutlich vergrößert. Hierdurch wird der Verbrennungsprozess signifikant beschleunigt, was an der frühen Lage des Umsatzschwerpunktes ($\text{MFB}_{50} = 8,9^\circ \text{ KW n. ZOT}$) erkannt werden kann. Zusammenfassend zeigt die Abbildung, dass die Brennraumströmung eine signifikante makroskopische Bewegung des Flammkerns hervorruft. Die Flammkernbewegung kann hierbei zu Situationen führen, die für die Flammenausbreitung förderlich

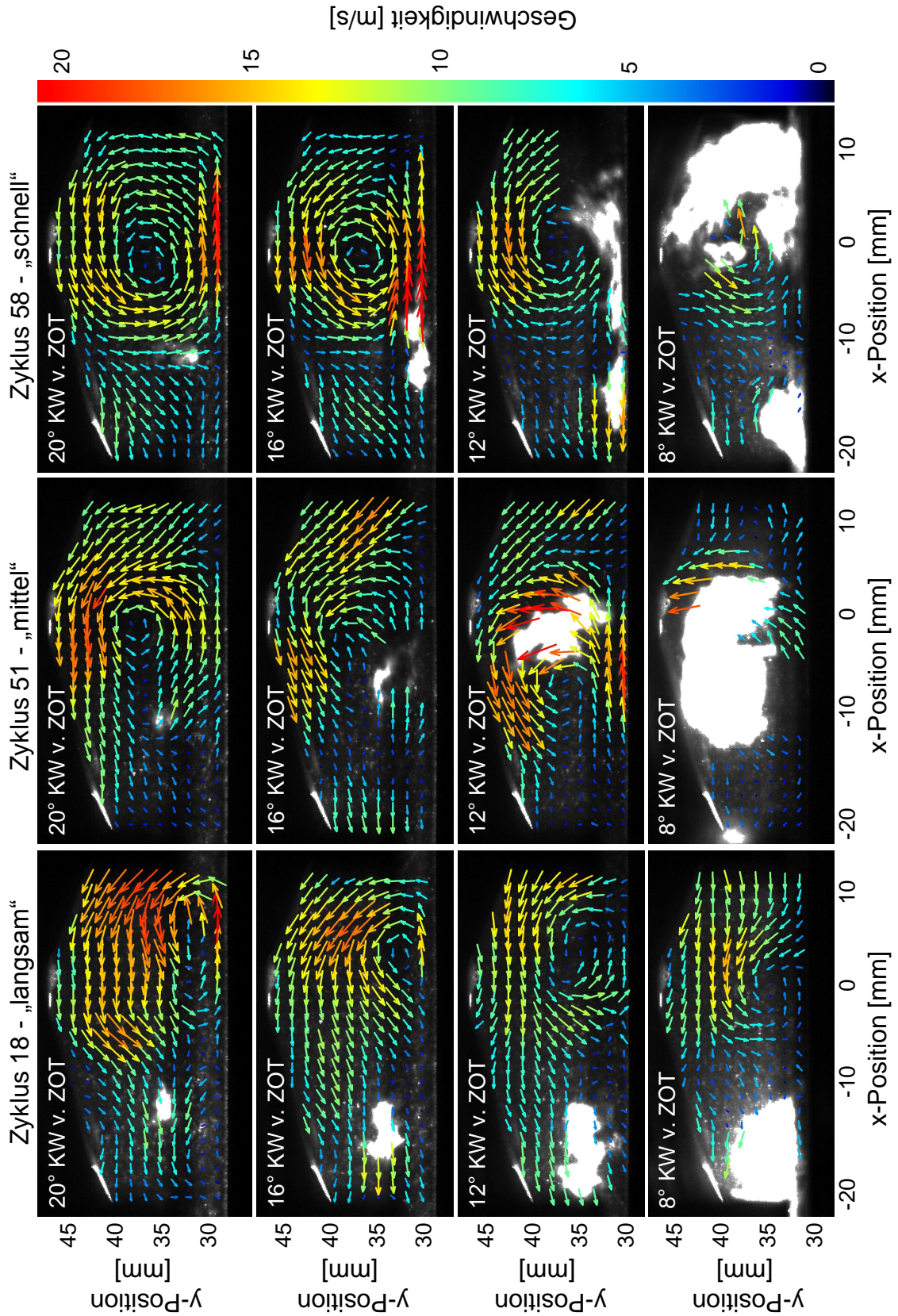


Abbildung 3.21: Simultane Messung der Flammenausbreitung und des Strömungsfeldes für drei individuelle Motorzyklen (18, 51, 58) zu den Zeitpunkten 20°, 16°, 12° und 8° KW v. ZOT für mageren Motorbetrieb ($\lambda = 1.5$).

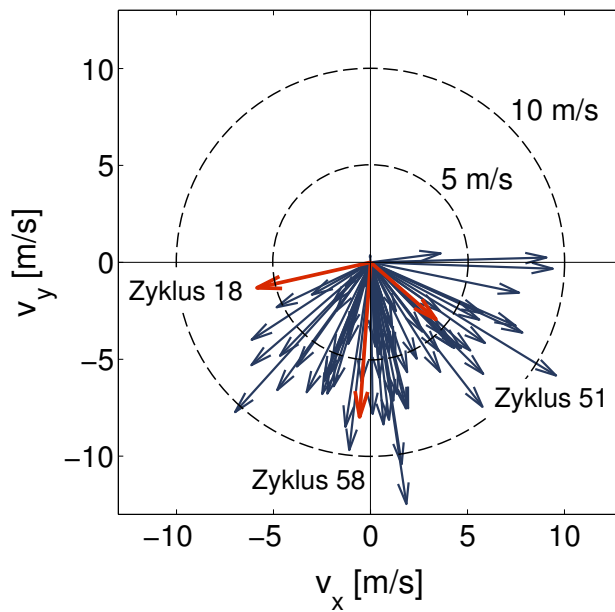


Abbildung 3.22: Lokale Auswertung des Strömungsfeldes am Zündort für 75 Zyklen bei 20° KW v. ZOT. Die blauen Pfeile repräsentieren die lokale Strömungsgeschwindigkeit individueller Motorzyklen. Die Zyklen 18, 51 und 58 sind rot dargestellt.

sind (z.B. große Flammenfläche aufgrund von Fragmentierung). Auf der anderen Seite kann die makroskopische Bewegung des Flammkerns auch ungünstige Bedingungen für die Flammenausbreitung bewirken. Dies können z.B. erhöhte Wandwärmeverluste oder verlängerte Flammenwege sein. Dieser Effekt scheint im mageren Motorbetrieb bedeutender zu sein als der Einfluss der kinetischen Energie des Strömungsfeldes und ist eine Erklärung für die Streuung der Daten in Abbildung 3.17. Somit kann die makroskopische Bewegung des Flammkerns als eine maßgebliche Ursache für die zyklischen Schwankungen im mageren Motorbetrieb identifiziert werden.

Zur statistischen Auswertung der Flammkernbewegung wird die lokale Brennraumströmung am Zündort betrachtet. Hierzu wird das Strömungsfeld in einem Bereich von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ um den Zündort gemittelt. Die Auswertung erfolgt bei 20° KW v. ZOT, wobei dieselben Messdaten wie in der vorherigen Abbildung verwendet werden. In Abbildung 3.22 ist die lokale Strömungsgeschwindigkeit für 75 Motorzyklen (blaue Pfeile) dargestellt. Zudem sind die Zyklen aus der vorherigen Abbildung rot gekennzeichnet. Die Daten bestätigen die großen Unterschiede im lokalen Strömungsfeld zwischen den Zyklen 18, 51 und 58. Darüber hinaus schwankt im gesamten Ensemble die lokale Brennraumströmung deutlich von Zyklus zu Zyklus. Folglich unterliegt auch die makroskopische Bewegung des Flammkerns starken zyklischen Schwankungen. Es ist jedoch ersichtlich, dass in keinem Zyklus die Strömung in Richtung Brennraumdach zeigt. Dies ist durch den dominanten Tumble-Wirbel gegen den Uhrzeigersinn zu erklären. Da sich der Zündort links von der Zylinderachse befindet, ist das Tumble-Zentrum rechts vom Zündort lokalisiert. Hierdurch entsteht die Vorzugsrichtung des lokalen Strömungsfeldes in Richtung des Kolbens. Die x -Komponente der Strömung schwankt jedoch in einem Bereich zwischen -7 m/s und 10 m/s . Auch können deutliche Schwankungen im Betrag der lokalen Geschwindigkeit beobachtet werden. So liegt bei einigen Zyklen die Strömungsgeschwindigkeit deutlich unter 5 m/s , wohingegen andere Zyklen Geschwindigkeiten über 10 m/s aufweisen.

In Abbildung 3.23 ist die simultane Aufnahme von Strömungsfeld und Flammenausbreitung für stöchiometrischen Motorbetrieb dargestellt. Es sind erneut drei individuelle Motorzyklen (42, 54, 12) gezeigt, die typische Beispiele einer langsamen, mittleren und schnellen Verbrennung repräsentieren. Die Zündung erfolgt bei 7°KW v. ZOT , was in einer verbrauchsoptimalen Schwerpunktlage von $\text{MFB}_{50} = 12,5^\circ \text{KW n. ZOT}$ resultiert. Die Aufnahme des Strömungsfeldes ist zu den Zeitpunkten $4,2^\circ$, $3,4^\circ$, $2,6^\circ$ und $1,8^\circ \text{KW v. ZOT}$ abgebildet. Anhand der geringeren zeitlichen Abstände zwischen den Bildern ist bereits die wesentlich schnellere Flammenausbreitung im Vergleich zum mageren Motorbetrieb zu erkennen. Zu Beginn der Sequenz sind deutliche Unterschiede im Strömungsfeld zwischen den einzelnen Zyklen vorhanden. So befindet sich in Zyklus 42 das Tumble-Zentrum deutlich rechts vom Zündort und um den Flammkern treten nur geringe Strömungsgeschwindigkeiten auf. In den Zyklen 54 und 12 liegt das Tumble-Zentrum nur wenige Millimeter rechts oberhalb des Flammkerns. Das Geschwindigkeitsniveau ist jedoch in Zyklus 12 ca. 3 m/s höher als in Zyklus 54. Im Verlauf der Verbrennung ist zu erkennen, dass die Flammenausbreitung im frühen Zyklus 12 ($\text{MFB}_{50} = 9,5^\circ \text{KW n. ZOT}$) erwartungsgemäß am schnellsten stattfindet. Im mittleren Zyklus 54 ($\text{MFB}_{50} = 12,1^\circ \text{KW n. ZOT}$) tritt eine etwas langsamere Flammenausbreitung auf und im langsamen Zyklus 42 ($\text{MFB}_{50} = 15,5^\circ \text{KW n. ZOT}$) ist die Flammenfläche am kleinsten. Der Einfluss des makroskopischen Strömungsfeldes auf den Flammkern ist deutlich geringer als bei magerem Motorbetrieb (vergleiche Abbildung 3.21). So kann in keinem der Zyklen ein wesentlicher Transport des Flammkerns beobachtet werden. Es findet lediglich eine geringe Verformung durch das Strömungsfeld statt. So wird im schnellen Zyklus 12 der Flammkern in Rotationsrichtung des Tumble-Wirbels gestreckt. Im mittleren Zyklus 54 ist die Verformung durch die Tumble-Struktur nur noch geringfügig zu erkennen und im langsamen Zyklus 42 überhaupt nicht mehr zu beobachten. Die Verformung des Flammkerns durch das Strömungsfeld kann die Flammenfläche vergrößern und somit die Flammenausbreitung beschleunigen. Dieser Effekt scheint im stöchiometrischen Motorbetrieb jedoch von untergeordneter Bedeutung zu sein. So wurde bereits zuvor gezeigt, dass die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung hauptsächlich durch Fluktuationen in der kinetischen Energie des Strömungsfeldes entstehen. Der geringe Einfluss des makroskopischen Strömungsfeldes ist allerdings eine Ursache für die moderate Streuung der Daten in Abbildung 3.15. Eine Erklärung für den geringeren Einfluss des makroskopischen Strömungsfeldes liegt in der schnelleren Flammenausbreitung der stöchiometrischen Verbrennung. Hierdurch wird das Zeitfenster für die Flammkernbewegung deutlich verkürzt. Zudem findet die Zündung näher an ZOT und somit bei geringeren Strömungsgeschwindigkeiten statt (siehe Abbildung 3.8). Im Gegensatz hierzu ist bei magerer Verbrennung die Flammenausbreitung langsamer, wodurch günstigere Bedingungen (längerer Zeitbereich, höhere Strömungsgeschwindigkeiten) für die makroskopische Bewegung des Flammkerns entstehen.

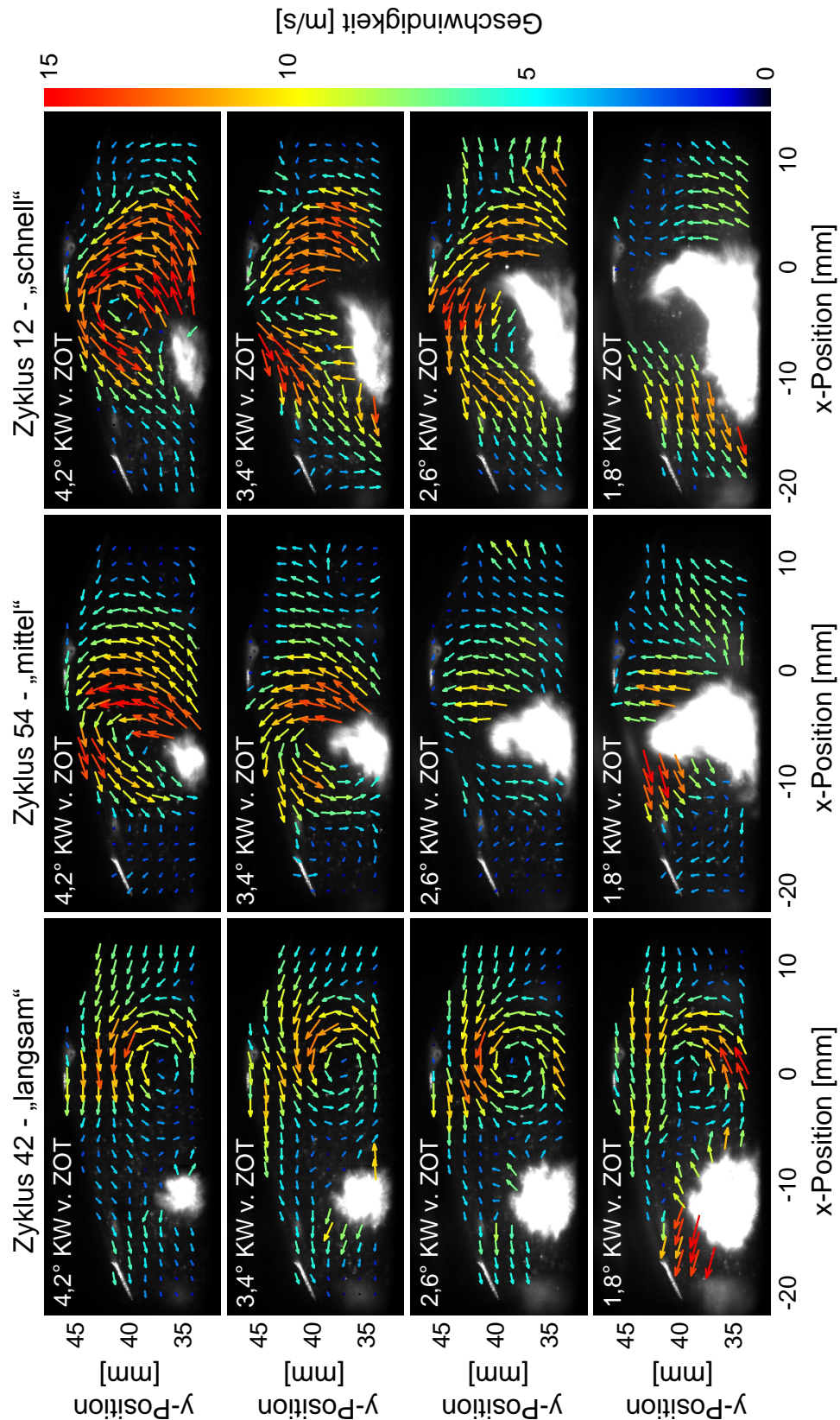


Abbildung 3.23: Simultane Messung der Flammenausbreitung und des Strömungsfeldes für drei individuelle Motorzyklen (42, 54, 12) zu den Zeitpunkten 4,2°, 3,4°, 2,6° und 1,8° KW v. ZOT für stöchiometrischen Motorbetrieb ($\lambda = 1$).

3.3.4 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass die Brennraumströmung der Schlüsselpa-
rameter für die zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess ist. Hierzu
wurde die Brennraumströmung mithilfe der HS-PIV im Transparentmotor aufge-
zeichnet. Der Einsatz von Feststoffpartikeln (Graphit) als Tracer ermöglichte Mes-
sungen während des gesamten Motorzyklus und im gefeuerten Motorbetrieb. Das
Strömungsfeld wurde zunächst für den Einlass- und Kompressionstakt betrachtet.
Insbesondere wurde der Zerfall des großskaligen Tumble-Wirbels, der während
der Einlassphase generiert wird, um ZOT untersucht. Hierbei konnte zu typischen
Zündzeitpunkten noch eine deutliche Tumble-Struktur im Strömungsfeld nachge-
wiesen werden. Des Weiteren wurde der Einfluss der Benzindirekteinspritzung auf
das Strömungsfeld analysiert. Es zeigte sich, dass die Brennraumströmung durch
den Einspritzvorgang kurzzeitig massiv beeinflusst wird. Der Effekt der Einsprit-
zung auf das Strömungsfeld reduziert sich allerdings im weiteren Verlauf des Mo-
torzyklus. Allgemein wurden im Strömungsfeld signifikante Schwankungen von
Zyklus zu Zyklus beobachtet. Die zyklischen Schwankungen wurden mithilfe der
kinetischen Energie, turbulenten kinetischen Energie, Tumble-Zahl und Position
des Wirbelzentrums quantifiziert. Um den Einfluss der zyklischen Schwankungen
auf die Verbrennung zu untersuchen, wurde der Motor gefeuert betrieben. Zusätz-
lich wurde in einem modifizierten Versuchsaufbau die Flammenausbreitung simul-
tan zum Strömungsfeld visualisiert. Für stöchiometrischen Motorbetrieb konnte
gezeigt werden, dass die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung haupt-
sächlich durch Schwankungen in der kinetischen Energie des Strömungsfeldes
verursacht werden. Für mageren Motorbetrieb konnte hingegen nur ein gerin-
ger Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie des Strömungsfeldes und
dem Verbrennungsprozess festgestellt werden. Als Ursache hierfür wurde eine ma-
kroskopische Bewegung des Flammkerns identifiziert. Diese kann zu günstigen
(z.B. große Flammenfläche) oder ungünstigen (z.B. erhöhte Wandwärmeverlus-
te) Bedingungen für die Flammenausbreitung führen und verursacht somit große
zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess. Dieser Effekt ist für den ma-
geren Motorbetrieb dominant, da aufgrund der langsamen Flammenausbreitung
das Zeitfenster für einen makroskopischen Flammentransport groß ist.

4 Mehrortzündung mittels Laserstrahlung

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, dass aufgrund der langsamen Verbrennung im Magerbetrieb eine makroskopische Bewegung des Flammkerns entsteht. Diese kann zu günstigen oder ungünstigen Bedingungen für die Flammenausbreitung führen und verursacht somit starke zusätzliche zyklische Schwankungen im Verbrennungsprozess. Um die Zeit für den makroskopischen Transport des Flammkerns zu verringern, ist die gleichzeitige Zündung an mehreren Orten ein aussichtsreiches Konzept. Infolge der Mehrortzündung werden die zurückzulegenden Flammenwege reduziert und somit die Dauer der Verbrennung verkürzt. Das Konzept der Mehrortzündung ist schon seit vielen Jahren bekannt. Insbesondere wurde die Doppelzündtechnik mittels Zündkerzen bereits in Serienmotoren realisiert [16, 17]. Aufgrund der Zündung an zwei Orten konnte eine wesentliche Verkürzung der Brenndauer beobachtet werden. Zudem werden die zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess reduziert und die Magergrenze ausgeweitet ($\lambda = 1,6$) [17]. Der Platzbedarf der zusätzlichen Zündkerze schränkt die geometrische Auslegung des Motors allerdings stark ein. Dies hat z.B. eine Limitierung auf lediglich ein Auslassventil zur Folge. Zusätzlich hierzu müssen die Zündkerzen meist am Brennraumrand positioniert werden.

Die Laserzündung ist zur Realisierung einer Mehrortzündung außerordentlich gut geeignet, da sie wesentlich größere Freiheitsgrade in Bezug auf die Anzahl und Position der Zündorte bietet. Einen umfassenden Überblick über die Forschungsaktivitäten zur Laserzündung kann aus den Veröffentlichungen [38, 55, 97] entnommen werden. In stationären Brennkammern wurde die Laser-Mehrortzündung bereits ausführlich untersucht [41, 98, 99]. Hierbei konnte durch mehrere Zündorte eine signifikante Verkürzung der Brenndauer erreicht werden. Allerdings müssen für eine effiziente Reduzierung der Brenndauer die Zündorte relativ weit auseinander (ca. halber Brennkammerdurchmesser) positioniert werden. Weinrotter et. al [99] erzeugten drei Zündplasmen mithilfe eines diffraktiven optischen Elementes. Bei der Verwendung von diffraktiven optischen Elementen ist eine große räumliche Trennung zwischen den Zündorten allerdings schwer realisierbar. In der letztgenannten Arbeit betrug der Abstand zwischen den Plasmen 5 mm und war somit im Vergleich zur Abmessung der Brennkammer sehr gering. Für diese Konfiguration konnte kein Unterschied zur Einfachzündung im Brennverlauf beobachtet werden. Im Gegensatz zu den Studien in Brennkammern ist eine Anwendung der Laser-Mehrortzündung in Verbrennungsmotoren kaum in der Literatur dokumentiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Laser-Mehrortzündung am Transparentmotor implementiert. Aufgrund der guten optischen Zugänglichkeit können hierbei bis zu drei Zündplasmen nahezu beliebig im Brennraum angeordnet werden. Im Folgenden wird zunächst der experimentelle Aufbau der Mehrortzündung vorgestellt. Anschließend wird der Einfluss der multiplen Zündorte auf die motorische Verbrennung untersucht. Hierzu wird die Flammenausbreitung visualisiert und das motorische Verhalten im Magerbetrieb bewertet. Abschließend wird die Mehrortzündung bei Abgasrückführung betrachtet und der Einfluss der Zündorte auf das Klopfverhalten analysiert.

4.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau der Mehrortzündung ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Zur Erzeugung der laserinduzierten Plasmen wird ein gepulster Nd:YAG-Laser (Quantel Brilliant B) mit einer Wellenlänge von 1064 nm und einer Pulsenergie von ca. 400 mJ verwendet. Die Dauer der Pulse liegt im ns-Bereich und die Repetitionsrate beträgt 10 Hz. Der Laserstrahl wird mithilfe eines Strahlteilers (Thorlabs BSW11) in zwei Strahlen aufgespalten. Die Energie der beiden Strahlen wird durch Neutraleichtfilter gleichgestellt und beträgt jeweils ca. 150 mJ. Der erste Strahlengang wird durch Spiegel zum vorderen Giebfenster geleitet und mit einer Linse (80 mm Brennweite) in den Brennraum fokussiert. Das laserinduzierte Plasma entsteht hierbei unter dem Rand des linken Einlassventils (im Sinn der verwendeten Abbildungskonvention). Der zweite Strahlengang wird entsprechend mit einer zweiten Linse (80 mm Brennweite) durch das hintere Giebfenster in den Brennraum fokussiert, wobei das Plasma unter dem Rand des rechten Einlassventils gebildet wird. Für den dritten Zündort wird das bereits

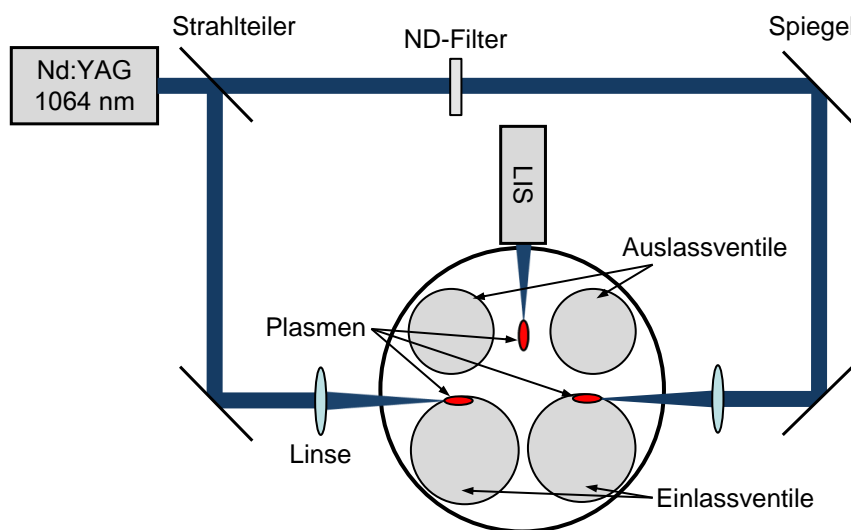


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung (Draufsicht) des experimentellen Aufbaus der Mehrortzündung mittels Laserstrahlung im Transparentmotor.

in Abschnitt 2.1.2 beschriebene passiv gütegeschaltete Nd:YAG-Laserzündsystem (LIS – *laser ignition system*) verwendet. Das LIS emittiert Laserpulse mit ns-Dauer und einer Wellenlänge von 1064 nm. Die Pulsenergie ist mit ca. 6 mJ wesentlich geringer als bei den Laserpulsen der beiden anderen Zündorte. Das System wird im Zündkerzenschacht montiert und die Laserpulse mittels einer 15 mm-Linse durch ein Eintrittsfenster in den Brennraum fokussiert. Das Plasma wird hierbei 6 mm hinter dem Eintrittsfenster gebildet und liegt zwischen den beiden Auslassventilen. Die Position des Zündortes ist daher identisch zur konventionellen Zündkerze. Somit existieren drei Zündorte, welche in Form eines gleichschenkligen Dreiecks mit einer Basislänge von ca. 40 mm und einer Schenkellänge von ca. 30 mm angeordnet sind. Zusätzlich zur Laserzündung wird für alle Betriebspunkte eine Referenzmessung mit einer konventionellen Zündkerze (Bosch-Super) und einer Zündspule (Bosch, 0-221-604-006) durchgeführt. Insgesamt werden folgende Kombinationen von Zündorten untersucht:

- 1×-ZK: Referenzmessung mit konventioneller Zündkerze
- 1×-LIS: Einfachzündung mit LIS
- 1×-links: Einfachzündung mit linkem Zündort (vorderes Giebfenster)
- 2×: Doppelzündung mit beiden unteren Zündorten (ohne LIS)
- 3×: Dreifachzündung mit allen Zündorten

Da der aktiv gütegeschaltete Laser bei einer Pulsfrequenz von 10 Hz betrieben wird, werden im Weiteren alle Messungen bei einer Motordrehzahl von 1200 $\frac{1}{\text{min}}$ durchgeführt. Der Kraftstoff (CEC-RF 08-A-85) wird mithilfe der Direkteinspritzung und einem Mehrlochventil (Bosch, HDEV5) in den Brennraum eingebracht. Die Einspritzung erfolgt bei 300° KW v. ZOT und einem Druck von 50 bar. Sofern nicht anderweitig explizit angegeben, wird der Zündwinkel so eingestellt, dass die Verbrennung verbrauchsoptimal stattfindet d.h. $\text{MFB}_{50} \approx 12^\circ$ KW n. ZOT. Zur Bewertung der Verbrennung wird der Zylinderinnendruck und die daraus berechneten Kenngrößen (z.B. $\sigma_{\text{MFB}_{50}}$ und $\text{cov}_{p_{m,i}}$) verwendet. Zusätzlich wird das Eigenleuchten der Flamme durch das Kolbenfenster mit einer bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera (Photron APX I2) aufgezeichnet. Vor der Kamera befinden sich optische Filter, welche lediglich Licht im Spektralbereich 300 – 325 nm transmittieren. Daher wird hauptsächlich die Chemilumineszenz des OH-Radikals ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$) um 308 nm detektiert [3]. Die Chemilumineszenz ist ein Prozess, bei dem ein Atom/Molekül unter Emission eines Photons von einem angeregten elektronischen Zustand in einen tieferen elektronischen Zustand übergeht. Im Gegensatz zur Fluoreszenz wird bei der Chemilumineszenz der angeregte Zustand durch eine chemische Reaktion (in diesem Fall Verbrennung) erzeugt. Die Aufnahmezeit der Kamera beträgt 2 kHz bei einer Auflösung von 1064×1064 px. Die Belichtungszeit wird an die Intensität der auftretenden Chemilumineszenz angepasst und liegt im Bereich 30 – 200 μs . Um die Kamera vor der hohen Lichtemission der laserinduzierten Plasmen zu schützen, beginnt die Aufnahme 5° KW $\approx 0,7$ ms zeitlich versetzt nach der Zündung.

4.2 Ergebnisse und Diskussion

Um einen Eindruck von der Verbrennung mittels Mehrortzündung zu bekommen, ist in Abbildung 4.2 die Flammenausbreitung (OH-Chemilumineszenz) für die 1×-LIS, 2×- und 3×-Zündung dargestellt. Die Farbskala stellt die Intensität der OH-Chemilumineszenz dar, wobei sich die Skala während der Sequenz nicht verändert. Die Intensitätsverteilungen sind über 50 Arbeitsspiele ensemble-gemittelt und es wird ein unterer Schwellwert von 35% des jeweiligen Maximalwertes für die Darstellung verwendet. Zudem ist in der Abbildung der Zeitpunkt der Aufnahme eingezeichnet. Die angegebene Zeit bezieht sich hierbei auf den Beginn der Aufnahmesequenz. Alle Messungen erfolgen bei einem stöchiometrischen Gemisch ($\lambda = 1$), einer neutralen Ladungsbewegung und einem Saugrohrdruck von 400 mbar. Um die verbrauchsoptimale Schwerpunktlage der Verbrennung zu erreichen, wird bei der 1×-LIS Zündung der Zündwinkel auf 20° KW v. ZOT eingestellt. Bei der 2×-Zündung wird das Gemisch bei 12° KW v. ZOT gezündet und bei der 3×-Zündung liegt der Zündwinkel bei 10° KW v. ZOT. Anhand des späteren Zündwinkels bei der Mehrortzündung ist bereits die deutliche kürzere Brenndauer zu erkennen. Dieser Effekt wird durch die Visualisierung der Flammenausbreitung bestätigt, welche im Vergleich zur Druckverlaufsanalyse (MFB50) die Frühphase der Verbrennung darstellt. Bei der 1×-LIS Zündung (Abbildung 4.2 (a)) breitet sich die Flamme vom Zündort isotrop aus. Nach 3 ms hat die Flamme den Brennraum nahezu vollständig erfasst. In Abbildung 4.2 (b) ist die 2×-Zündung dargestellt. Zu Beginn der Sequenz sind zwei räumlich getrennte Flammkerne gut zu erkennen. Im Verlauf der Verbrennung breiten sich beide Flammkerne unabhängig voneinander aus. Nach ca. 2 ms berühren sich die Fronten der Flammkerne und vereinigen sich zu einer Flamme. Zu diesem Zeitpunkt ist die Flamme wesentlich größer als bei der 1×-LIS Zündung und füllt einen Großteil des Brennraums aus. Lediglich am oberen und unteren Rand des Brennraums sind noch Gebiete mit unverbranntem Gemisch vorhanden. Hierbei ist das Gebiet am oberen Rand (d.h. unter den Auslassventilen) deutlich größer als der unverbrannte Bereich am unteren Rand. Die 3×-Zündung ist in Abbildung 4.2 (c) gezeigt. Zunächst sind die drei Flammkerne in Form eines gleichschenkligen Dreiecks räumlich getrennt. Bereits nach 1 ms berühren sich erste Flammenfronten und es entsteht eine zusammenhängende Flamme. Zu diesem Zeitpunkt hat die Flamme im Vergleich zur 1×-LIS und 2×-Zündung einen wesentlich größeren Teil des Brennraums erfasst. Nach 2 ms füllt die Flamme den Brennraum nahezu vollständig aus. Während bei der 2×-Zündung im oberen Bereich des Brennraums noch ein Gebiet mit unverbranntem Gemisch vorhanden ist, kann dieser Bereich durch Hinzufügen des dritten Zündorts (LIS) vollständig erfasst werden. Lediglich am unteren Rand des Brennraums ist (identisch zur 2×-Zündung) ein kleines unverbranntes Gebiet zu erkennen.

Im Folgenden wird die Flammenausbreitung mithilfe der normierten Flammenfläche quantitativ ausgewertet. Hierzu werden die individuellen Bilder der Flammenausbreitung binarisiert. Als Schwellwert für die Binarisierung werden erneut 35% der maximalen Intensität des jeweiligen Bildes verwendet. Anschließend werden

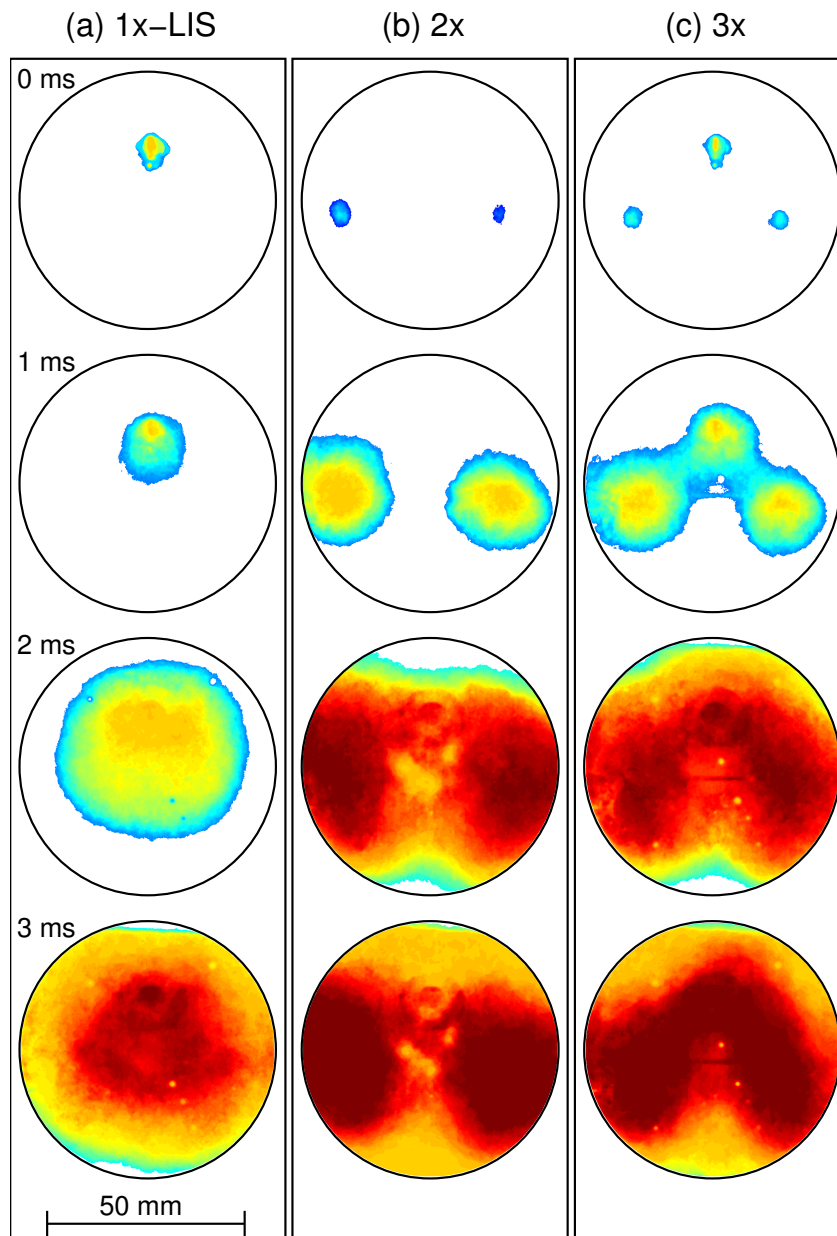


Abbildung 4.2: Flammenausbreitung (OH-Chemilumineszenz) für (a): 1×-LIS, (b): 2×- und (c): 3×-Zündung, gemittelt über 50 Arbeitsspiele.

die Pixel des Binärbildes aufsummiert und durch die Gesamtanzahl der Pixel, welche den Brennraum abbilden, dividiert. Die hierdurch entstandene Flammenfläche wird abschließend über das Ensemble gemittelt. In Abbildung 4.3 ist die normierte Flammenfläche für alle verwendeten Zündkonzepte als Funktion der Zeit dargestellt. Hierbei zeigen alle Kurvenverläufe ein ähnliches qualitatives Verhalten. Zunächst wächst die Flammenfläche zu Beginn der Verbrennung moderat an. Anschließend beschleunigt sich die Flammenausbreitung und erreicht die größte Steigerungsrate um den Mittelpunkt der Verbrennung. Zum Ende der Verbrennung nimmt die Steigung der Flammenfläche wieder leicht ab, bis der Brennraum vollständig von der Flamme erfasst ist. Für alle 1×-Zündkonzepte tritt eine

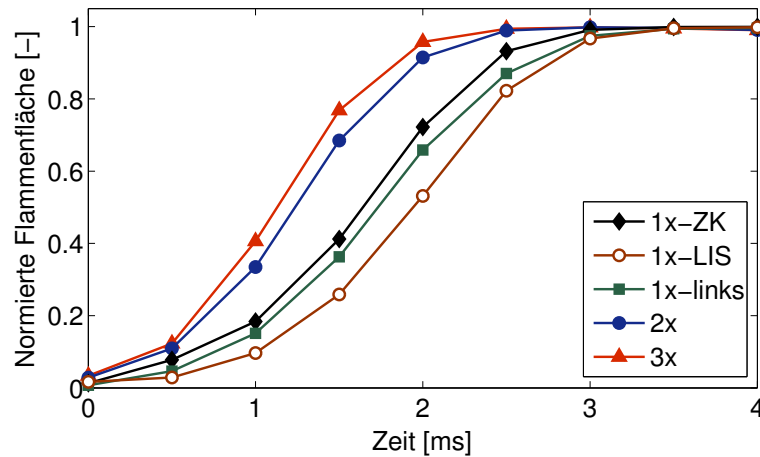


Abbildung 4.3: Normierte Flammenfläche (bestimmt aus OH-Chemilumineszenz) als Funktion der Zeit für verschiedene Zündkonzepte. Die Daten sind über 50 Arbeitsspiele ensemblegemittelt.

vergleichbare Geschwindigkeit in der Flammenausbreitung auf. So zeigen die 1x-links (grüne Quadrate) und 1x-ZK Zündung (schwarze Rauten) einen nahezu identischen Verlauf. Die Flammenfläche der 1x-LIS Zündung (braune Kreise) ist jedoch etwas kleiner, was auf eine langsamere Verbrennung schließen lässt. Durch Einsatz der Mehrortzündung kann die Flammenfläche signifikant vergrößert werden. So liegen die Daten der 2x-Zündung (blaue Kreise) während der gesamten Verbrennung deutlich über den Werten der 1x-Zündkonzepte. Nach 1,5 ms sind bei der 2x-Zündung bereits ca. 70 % des Brennraums durch die Flamme erfasst. Bei der Referenzmessung mit der Zündkerze nimmt die Flamme zu diesem Zeitpunkt lediglich etwa 40 % des Brennraumvolumens ein. Die 3x-Zündung bewirkt nochmals eine Vergrößerung der Flammenfläche und erreicht während der gesamten Verbrennung die höchsten Werte. So füllt die Flamme nach 1,5 ms bereits nahezu 80 % des Brennraums aus. Zudem bestehen zwischen den Zündkonzepten große Unterschiede in dem Zeitpunkt der vollständigen Flammenausbreitung. Bei den Mehrortzündungen (2x- und 3x-Zündung) hat die Flamme bereits nach ca. 2,5 ms den gesamten Brennraum erfasst. Dieses ist bei allen 1x-Zündkonzepten erst nach etwa 3,5 ms der Fall. Somit konnte gezeigt werden, dass die Erzeugung von mehreren Zündorten einen signifikanten Einfluss auf die motorische Verbrennung hat. Werden die Zündorte ausreichend weit auseinander positioniert, breiten sich die Flammkerne zunächst unabhängig voneinander aus. Durch die multiplen Flammkerne wird die Flammenfläche vergrößert, was in einer schnelleren Verbrennung (kürzeren Brenndauer) resultiert.

Neben der kürzeren Brenndauer kann aus dem Verlauf des Zylinderdrucks eine deutliche Stabilisierung der Verbrennung bei der Mehrortzündung beobachtet werden. Dies ist an der Standardabweichung des 50%-Umsatzpunktes zu erkennen (siehe Tabelle 4.1). So liegt diese bei der Referenzmessung (1x-ZK) bei $\sigma_{\text{MFB50}} = 1,6^\circ \text{KW}$. Bei der Verwendung der 2x-Zündung ist die zyklische Streuung hingegen deutlich geringer. Durch die 3x-Zündung kann die Verbrennung weiter stabilisiert werden, sodass ein Wert von $\sigma_{\text{MFB50}} = 0,81^\circ \text{KW}$ erreicht wird.

Zündorte	σ MFB50
1×-ZK	1,6° KW
2×	0,99° KW
3×	0,81° KW

Tabelle 4.1: Standardabweichung des 50%-Umsatzpunktes für verschiedene Zündkonzepte bei stöchiometrischem Motorbetrieb.

Die Streuung des MFB50 beträgt somit lediglich die Hälfte im Vergleich zur Referenzmessung. Die reduzierten zyklischen Schwankungen können durch die verkürzte Brenndauer erklärt werden. In Kapitel 3 wurde gezeigt, dass bei stöchiometrischer Verbrennung die zyklischen Schwankungen in erster Linie durch Fluktuationen in der kinetischen Energie der Brennraumströmung entstehen. Diese Fluktuationen verursachen zyklische Schwankungen in der turbulenten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, wodurch letztendlich die Streuung in der Brenndauer entsteht. Wird die Brenndauer verkürzt, bleiben die relativen Schwankungen in der Brenndauer weitestgehend unverändert. Der absolute Betrag der Schwankungen wird allerdings aufgrund der geringeren Brenndauer entsprechend reduziert. Da für die motorische Verbrennung die absoluten Schwankungen des MFB50 relevant sind, wird somit eine Stabilisierung der Verbrennung erreicht.

4.2.1 Magerbetrieb

Der Einfluss der Mehrortzündung wird im Folgenden bei magerem Motorbetrieb untersucht. Hierbei ist insbesondere die Mager-Laufgrenze von großem Interesse (λ -Wert bei welchem der Motor noch betrieben werden kann). Als Laufgrenze wird üblicherweise eine relative Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks ($\text{cov}_{p_{m,i}}$) von 5 % definiert. Es ist zu beachten, dass der $\text{cov}_{p_{m,i}}$ -Wert zur Analyse von geringen zyklischen Schwankungen schlechter geeignet ist als die Streuung des MFB50. Da bei magerem Motorbetrieb die zyklischen Schwankungen allerdings stark ansteigen, stellt dies für die folgenden Untersuchungen kein Problem dar. In Abbildung 4.4 ist der $\text{cov}_{p_{m,i}}$ über dem globalen λ -Wert der Verbrennung für die verschiedenen Zündkonzepte aufgetragen. Die Daten werden jeweils aus einem Ensemble von 60 Motorzyklen bestimmt. Der Saugrohrdruck liegt bei 400 mbar und der globale λ -Wert wird durch Variation der eingespritzten Kraftstoffmasse eingestellt. Aufgrund der reduzierten Kraftstoffmasse fällt der indizierte Mitteldruck während der Abmagerung von 2,8 bar ($\lambda = 1$) auf 1,8 bar ($\lambda = 1,6$) ab. Zwischen den verschiedenen Zündkonzepten tritt hierbei keine wesentliche Differenz im $p_{m,i}$ -Wert auf. Aus den Daten ist zu erkennen, dass im Bereich $\lambda = 0,9 - 1,3$ kein signifikanter Unterschied zwischen den Zündkonzepten mithilfe des $\text{cov}_{p_{m,i}}$ aufgelöst werden kann. In diesem Bereich ist für alle Zündkonzepte der Motorbetrieb sehr stabil und der $\text{cov}_{p_{m,i}}$ liegt zwischen 1 – 2 %. Bei weiterer Abmagerung tritt für alle Zündkonzepte eine starke Zunahme der zyklischen Schwankungen auf. Der λ -Wert, bei welchem der $\text{cov}_{p_{m,i}}$ ansteigt, ist allerdings zwischen den Zündkonzepten sehr unterschiedlich. Die Verläufe aller 1×-Zündkonzepte liegen jedoch vergleichsweise eng beieinander. So wird bei der 1×-ZK Zündung (schwarze Rauten) die Laufgrenze bei $\lambda = 1,5$ erreicht. Die 1×-LIS Zündung (braune Kreise) und die 1×-links Zündung (grüne Quadrate) haben mit $\lambda = 1,55$ bzw.

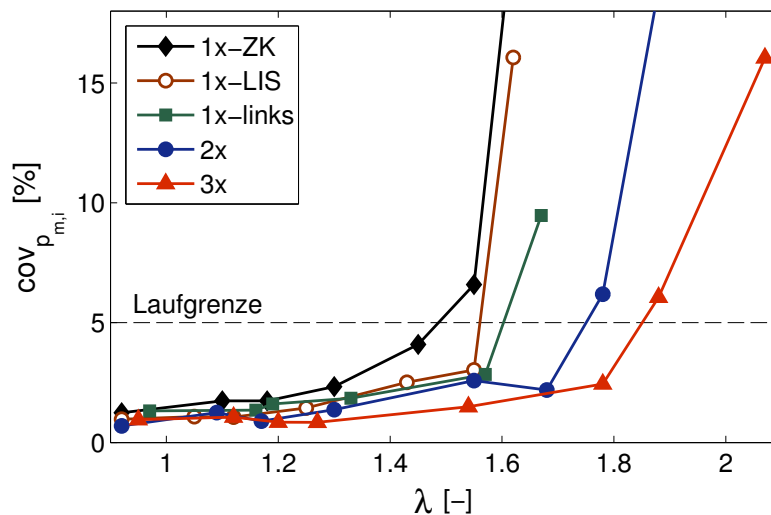


Abbildung 4.4: Mager-Laufgrenze für verschiedene Zündkonzepte. Die relative Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks ($\text{cov}_{p_{m,i}}$) ist über dem globalen λ -Wert aufgetragen.

$\lambda = 1,6$ lediglich eine geringfügig erweiterte Laufgrenze. Infolge der Mehrortzündung kann eine deutliche Ausweitung des Magerbetriebs beobachtet werden. So liegt die Laufgrenze bei der 2 \times -Zündung (blaue Kreise) bereits bei $\lambda = 1,75$. Durch Anwendung der 3 \times -Zündung (rote Dreiecke) kann die Laufgrenze nochmals ausgeweitet werden. In diesem Fall ist ein Betrieb bis $\lambda = 1,85$ möglich.

Der Zündwinkel, welcher bei der Abmagerung benötigt wird, ist in Abbildung 4.5 für die verschiedenen Zündkonzepte dargestellt. Da der MFB50 für alle Messungen gleich ist, kann der Zündwinkel als direktes Maß für die Dauer der Verbrennung verwendet werden. Die Daten aller 1 \times -Zündkonzepte zeigen das gleiche Verhalten und sind im Rahmen von $\pm 1^\circ$ KW identisch. Somit besteht kein signifikanter Unterschied in der Brenndauer der 1 \times -Zündungen. Im Verlauf der Abmagerung wird der Zündwinkel kontinuierlich nach „früh“ verschoben. Während bei $\lambda = 1$ das Gemisch noch bei 18° KW v. ZOT gezündet wird, liegt der Zündwinkel bei der Laufgrenze ($\lambda \approx 1,5$) deutlich früher und beträgt 35° KW v. ZOT. Aufgrund des früheren Zündwinkels wird die langsamere Flammenausbreitung (längere Brenndauer) bei magerer Verbrennung offensichtlich. Mithilfe der Mehrortzündung können wesentlich spätere Zündwinkel eingestellt werden. So liegen die Daten der 2 \times -Zündung während der gesamten Abmagerung ca. 9° KW unter dem Kurvenverlauf der 1 \times -Zündkonzepte. Dies bestätigt die deutlich kürzere Brenndauer infolge der Mehrortzündung. Auch bei der 2 \times -Zündung wird der Zündwinkel während der Abmagerung kontinuierlich nach „früh“ verstellt, bis an der Laufgrenze ($\lambda \approx 1,8$) ein Wert von ca. 28° KW v. ZOT erreicht ist. Mit der 3 \times -Zündung kann das Gemisch nochmals 2° KW später gezündet werden. In diesem Fall erfolgt die Zündung bei $\lambda = 1$ erst bei 9° KW v. ZOT. Zudem ist bei $\lambda = 1,5$ der Zündwinkel mit 17° KW v. ZOT noch vergleichsweise spät und somit die Brenndauer relativ kurz. Allerdings wird auch hier beim Erreichen der Laufgrenze ($\lambda \approx 1,9$) der Zündwinkel bis auf ca. 28° KW v. ZOT verschoben. Somit wird bei allen Zündkonzepten die

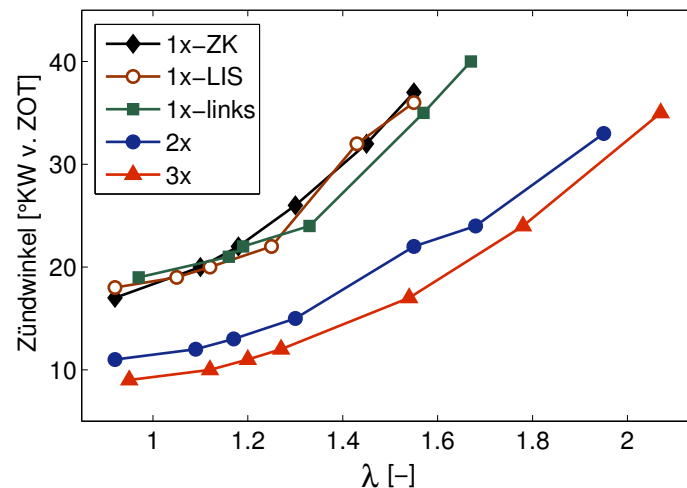


Abbildung 4.5: Zündwinkel in Abhängigkeit des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses für verschiedene Zündkonzepte. Die Zündwinkel werden jeweils so eingestellt, dass der Verbrennungsschwerpunkt bei 12° KW n. ZOT liegt.

jeweilige Laufgrenze bei einem vergleichbaren Zündwinkel (und somit bei gleicher Brenndauer) erreicht. Verlängert sich die Brenndauer darüber hinaus, treten große zyklische Schwankungen in der Verbrennung auf und der Motor kann nicht mehr ausreichend stabil betrieben werden. Folglich wird für die lange Brenndauer die Verbrennung nicht mehr motorisch effizient umgesetzt. In Kapitel 3 wurde gezeigt, dass bei magerem Motorbetrieb das Strömungsfeld eine makroskopische Bewegung des Flammkerns verursachen kann. Diese bewirkt entweder günstige (z.B. große Flammenfläche durch Flammenteilung) oder ungünstige Bedingungen (z.B. Wandwärmeverluste) für die Flammenausbreitung und versucht somit starke zyklische Schwankungen im Verbrennungsprozess. Die makroskopische Bewegung des Flammkerns tritt insbesondere im Magerbetrieb auf, da hier aufgrund der langen Brenndauer die Zeit für einen makroskopischen Flammentransport ausreichend groß ist. Zudem muss im Magerbetrieb der Zündwinkel zu frühen Zeiten verschoben werden, bei denen das Geschwindigkeitsniveau der Brennraumströmung größer ist. Die Mehrortzündung wirkt diesem Problem entgegen. Durch die multiplen Zündorte wird die Brenndauer signifikant verkürzt und somit das Zeitfenster für den Transport der Flamme reduziert. Zudem kann die Zündung zu späteren Zeitpunkten und daher bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten erfolgen. Hierdurch wird die Flammkernbewegung verringert und infolgedessen werden die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung reduziert. Demnach kann mithilfe der Mehrortzündung die Mager-Laufgrenze des Motors ausgeweitet werden. Die Laufgrenze ist auch bei der Mehrortzündung erreicht, sobald die Brenndauer auf einen Wert angewachsen ist, bei dem die Verbrennung nicht mehr motorisch effizient umgesetzt werden kann. Bei dem Einsatz von drei räumlich getrennten Zündorten war dieses bei $\lambda \approx 1,9$ der Fall. Folglich zeigen die Ergebnisse, dass die Geschwindigkeit der Flammenausbreitung die limitierende Größe zur Ausweitung des Magerbetriebes darstellt. Die Erzeugung eines Flammkerns ist im untersuchten Betriebsbereich hingegen nicht das beschränkende Problem.

Das mittels Mehrortzündung realisierbare homogene Magerbrennverfahren wird im Weiteren in Bezug auf Kraftstoffverbrauch und Schadstoffemissionen bewertet. Der spezifische Kraftstoffverbrauch b wird üblicherweise in der Einheit g/kWh angegeben und ist wie folgt definiert [24]:

$$b = \frac{m_K}{W_{KA}} = \frac{m_K}{p_{m,i} V_h} . \quad (4.1)$$

Hierbei ist m_K die pro Arbeitsspiel eingespritzte Kraftstoffmasse. Die pro Arbeitsspiel geleistete Arbeit W_{KA} ergibt sich durch Multiplikation des indizierten Mitteldrucks $p_{m,i}$ mit dem Hubvolumen V_h . Um die eingebrachte Kraftstoffmasse zu bestimmen, werden bei identischen Einspritzbedingungen (Dauer und Druck) 1000 Einspritzungen in ein Becherglas abgegeben und diese anschließend gewogen. Der indizierte Mitteldruck wird aus dem Verlauf des Zylinderdrucks berechnet und das Hubvolumen aus den geometrischen Abmessungen des Motors bestimmt. Um den Kraftstoffverbrauch bei gleicher motorischer Last zu erhalten, wird in allen Messungen der indizierte Mitteldruck identisch eingestellt ($p_{m,i} = 2,8$ bar). Hierzu wird bei der Abmagerung die Kraftstoffmasse reduziert und im Gegenzug der Saugrohrdruck erhöht. Da in den vorherigen Messungen kein signifikanter Unterschied im $p_{m,i}$ zwischen den Zündkonzepten festgestellt wurde, wird die Messung lediglich mit der 3×-Zündung, welche die stärkste Abmagerung ermöglicht, durchgeführt. In Abbildung 4.6 ist der spezifische Kraftstoffverbrauch als Funktion des globalen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses dargestellt. Zudem sind in der Abbildung die Laufgrenzen der Referenzmessung (1×-ZK) sowie der 2×- und 3×-Zündung als gestrichelte Linien eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass bei $\lambda = 1$ der spezifische Kraftstoffverbrauch mit 344 g/kWh am höchsten ist. Während der Abmagerung nimmt der Kraftstoffverbrauch zunächst kontinuierlich ab, bis bei $\lambda = 1,8$ das Minimum von 304 g/kWh erreicht ist. Für eine noch weitere

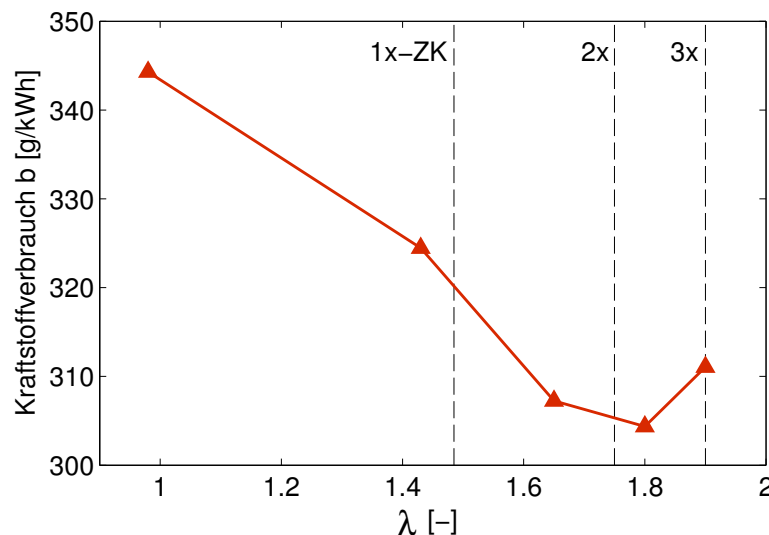


Abbildung 4.6: Spezifischer Kraftstoffverbrauch als Funktion des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses. Alle Messungen wurden mit der 3×-Zündung durchgeführt. Die Laufgrenzen der 1×-ZK, 2×- und 3×-Zündung sind als schwarz gestrichelte Linien eingezeichnet.

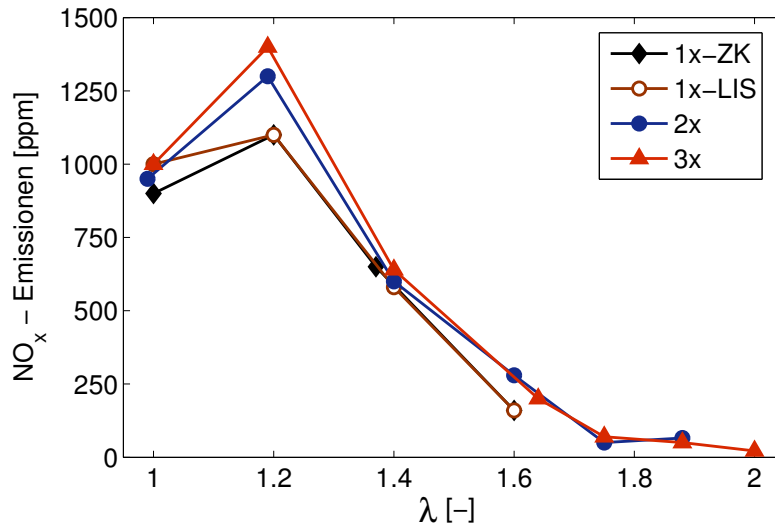


Abbildung 4.7: Stickoxid-Emissionen als Funktion des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses bei homogen-magerem Brennverfahren.

Abmagerung ($\lambda = 1,9$) ist wieder eine leichte Zunahme im Kraftstoffverbrauch zu erkennen. Der Anstieg bei sehr mageren Gemischen kann hierbei durch die vermehrte Anzahl an unverbrannten Kohlenwasserstoffen, welche nicht zur Verbrennung beitragen, erklärt werden (siehe Abbildung 4.8). Bei der Laufgrenze der Referenzmessung (1x-ZK) liegt der Kraftstoffverbrauch bei 320 g/kWh. Im Gegensatz dazu ist bei der Laufgrenze der 2x-Zündung der Kraftstoffverbrauch bereits nahezu auf das Minimum gesunken und durch Verwendung der 3x-Zündung kann das Minimum von 304 g/kWh bei $\lambda = 1,8$ erreicht werden. Somit ergibt sich im Vergleich zur Referenzmessung mit der Mehrortzündung ein Verbrauchsvorteil von ca. 5 %. Es ist zu beachten, dass der Verbrauchsvorteil hierbei nicht durch die Mehrortzündung selbst entsteht, sondern durch das (mittels Mehrortzündung besser realisierbare) homogen-magere Brennverfahren. Bei diesem treten aufgrund der Entdrosselung des Motors geringere Ladungswechselverluste auf, wodurch der Verbrauchsvorteil erklärt werden kann [19].

Eine Entdrosselung des Motors und somit ein Verbrauchsvorteil können prinzipiell auch durch Verwendung eines Schichtbrennverfahrens erreicht werden. Bei diesem treten allerdings hohe Stickoxid-Emissionen (NO_x) auf, welche eine zusätzliche Abgasnachbehandlung erfordern. Die NO_x -Emissionen des homogen-mageren Brennverfahrens sind in Abbildung 4.7 als Funktion des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses für die verschiedenen Zündkonzepte dargestellt. Hierbei sind auch Betriebspunkte eingezeichnet, welche leicht außerhalb der Laufgrenze liegen. Für die Abmagerung wird die eingespritzte Kraftstoffmasse konstant gehalten und die Luftmenge entsprechend erhöht. Hierdurch ändert sich der $p_{m,i}$ in einem Bereich von 1,9 – 2,2 bar. Die Bestimmung der NO_x -Emissionen erfolgt mithilfe eines Abgasmesssystems (Horiba, EXSA-1500). Aus den Daten ist zu erkennen, dass bei allen Zündkonzepten vergleichbare NO_x -Emissionen auftreten. Dieses Verhalten ist erwartungsgemäß, da in allen Fällen die Verbrennung bei gleichem

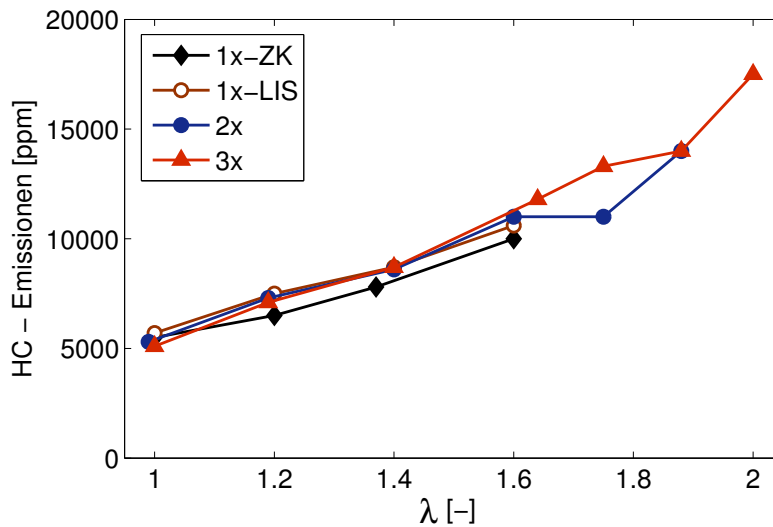


Abbildung 4.8: Unverbrannte Kohlenwasserstoffe als Funktion des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses bei homogen-magerem Brennverfahren.

Luft-Kraftstoff-Verhältnis und somit bei gleicher Verbrennungstemperatur stattfindet. Zudem ist der Verlauf der NO_x -Emissionen in sehr guter Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 1.3 beschriebenen Verhalten (siehe Abbildung 1.6 (b)). So tritt das Maximum der NO_x -Emissionen bei $\lambda = 1,2$ auf und liegt bei ca. 1200 ppm. Die maximalen Emissionen liegen im leicht mageren, da für die NO_x -Bildung eine hohe Verbrennungstemperatur und ein Sauerstoffüberschuss vorhanden sein müssen. Für stöchiometrische Verbrennung sind die Emissionen ca. 20 % geringer und liegen bei 950 ppm. Für magerere Gemische als $\lambda = 1,2$ tritt ebenfalls ein kontinuierlicher Rückgang der NO_x -Emissionen auf. Dieses Verhalten ist durch die geringere Entstehung von thermischem NO aufgrund der reduzierten Verbrennungstemperatur zu erklären. Hierbei können mit den 1x-Zündkonzepten die Emissionen bis auf 160 ppm bei $\lambda = 1,6$ reduziert werden. Mithilfe der 2x-Zündung ist eine deutlich größere Absenkung bis auf 66 ppm bei $\lambda = 1,9$ möglich. Durch die noch weitere Abmagerung bei der 3x-Zündung können letztendlich die geringsten NO_x -Emissionen von 22 ppm bei $\lambda = 2$ erreicht werden. Folglich hat das homogen-magere Brennverfahren aufgrund der geringen Verbrennungstemperatur sehr geringe Stickoxid-Emissionen als Vorteil.

Des Weiteren sind die Emissionen von un- sowie partiell-verbrannten Kohlenwasserstoffen (HC) von Bedeutung. Die HC-Emissionen können ebenfalls mithilfe des Abgasmesssystems (Horiba, EXSA-1500) bestimmt werden und sind in Abbildung 4.8 als Funktion des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses gezeigt. Der Motor wurde hierbei identisch zur vorherigen Abbildung betrieben. Zunächst ist zu erkennen, dass die HC-Emissionen mit 5000 – 17000 ppm insgesamt sehr hoch sind. Dies ist in erster Linie durch das große Totvolumen aufgrund des hohen Feuerstegs des verwendeten Transparentmotors zu erklären (siehe Abschnitt 1.4). Zudem kann im Verlauf der Daten kein signifikanter Unterschied zwischen den Zündkonzepten beobachtet werden. Bei der Abmagerung tritt für alle Zündkonzepte

eine kontinuierliche Zunahme der HC-Emissionen auf. So liegen bei $\lambda = 1$ die HC-Emissionen bei 5000 ppm und wachsen bis $\lambda = 2$ auf 17000 ppm an. Der Anstieg ist hierbei durch frühzeitiges Erlöschen der Flamme in wandnahen Bereichen zu erklären (*engl. wall-quenching* [19]) und ist konsistent zu dem im Grundlagenkapitel beschriebenen Verhalten (siehe Abbildung 1.6 (a)). Die erhöhten HC-Emissionen können jedoch ohne großen Aufwand durch einen Oxidationskatalysator im Abgas kompensiert werden [19]. Die unverbrannten Kohlenwasserstoffe tragen allerdings nicht zur Verbrennung bei und sind somit eine Ursache für den leichten Anstieg des Kraftstoffverbrauchs bei sehr magerer Verbrennung (siehe Abbildung 4.6). Zusammenfassend können somit durch das (mittels Mehrortzündung realisierbare) homogen-magere Brennverfahren signifikante Vorteile im Kraftstoffverbrauch bei äußerst geringen Stickoxid-Emissionen erreicht werden.

4.2.2 Abgasrückführung

Neben dem Magerbetrieb ist die Abgasrückführung (AGR) von großem Interesse, da sie eine weitere innermotorische Maßnahme zur Reduzierung der Stickoxid-Emissionen darstellt. Bei der Abgasrückführung wird ein Teil des Abgases der frischen Zylinderladung wieder zugeführt und somit die Verbrennungstemperatur abgesenkt. Dieser Effekt wird durch die höhere Wärmekapazität des Kohlendioxids im Abgas verstärkt. Aufgrund der geringeren Verbrennungstemperatur wird weniger thermisches NO gebildet, was eine Absenkung der Stickoxid-Emissionen zur Folge hat [24]. Zudem verlängert sich mit steigender AGR-Rate die Brenndauer. Um diesen Effekt zu kompensieren, wird der Zündwinkel zunehmend nach „früh“ verschoben. Darüber hinaus nehmen die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung signifikant zu, was eine Limitierung des AGR-Betriebsbereichs zur Folge hat. Wie im Magerbetrieb ist auch hier die Laufgrenze durch einen $\text{cov}_{p_{m,i}}$ -Wert von 5 % definiert. Bei dem verwendeten Transparentmotor ist es nicht möglich, das Abgas direkt der Frischluft zurückzuführen. Stattdessen wird die Abgasrückführung durch die Zugabe von Kohlendioxid (CO_2) zur Frischluft simuliert. Hierfür wird eine Gasmischanlage verwendet, welche die Regulierung der AGR-Rate ermöglicht. Zudem kann die AGR-Rate im geschleppten Motorbetrieb mithilfe der Abgasmessanlage überprüft werden. Im Folgenden werden alle Messungen bei stöchiometrischer Verbrennung durchgeführt ($\lambda = 1$). Hierzu bleiben der Luftmassenstrom und die eingespritzte Kraftstoffmasse konstant. Zur Einstellung der AGR-Rate wird der CO_2 -Massenstrom angepasst, wodurch der Saugrohrdruck mit zunehmender AGR-Rate ansteigt.

In Abbildung 4.9 ist die relative Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks ($\text{cov}_{p_{m,i}}$) über der Abgasrückführrate für die verschiedenen Zündkonzepte aufgetragen. Der Verlauf der Daten zeigt ein ähnliches Verhalten wie im Magerbetrieb. Bei niedrigen AGR-Raten ist zunächst für alle Zündkonzepte der $\text{cov}_{p_{m,i}}$ gering und somit der Motorbetrieb sehr stabil. Mit zunehmender Abgasrückführung tritt ein steiler Anstieg der zyklischen Schwankungen auf. Hierbei nehmen alle 1×-Zündkonzepte einen ähnlichen Verlauf an und erreichen die Laufgrenze bei 15 % AGR-Rate. Mit der Mehrortzündung kann der Betriebsbereich deutlich

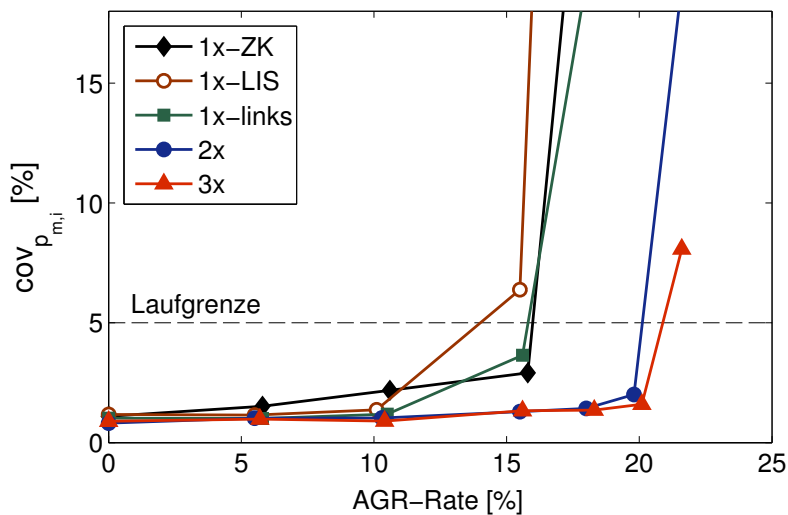


Abbildung 4.9: Variation der Abgasrückführung für verschiedene Zündkonzepte. Die relative Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks (bestimmt aus 60 Motorzyklen) ist über der Abgasrückführrate aufgetragen.

ausgeweitet werden. So wird bei der 2×-Zündung die Laufgrenze erst bei einer AGR-Rate von 20 % erreicht. Mithilfe der 3×-Zündung kann die AGR-Grenze nochmals leicht erweitert werden und liegt bei 21 %. Somit bewirkt die Mehrortzündung auch bei einem Betrieb mit Abgasrückführung eine signifikante Reduzierung der zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess. Zudem können deutliche Unterschiede im Zündzeitpunkt zwischen der Einfach- und Mehrortzündung beobachtet werden. Bei einer AGR-Rate von 10 % liegt bei allen 1×-Zündkonzepten der Zündwinkel bereits bei ca. 30° KW v. ZOT. Bei der Mehrortzündung kann die Zündung wesentlich später erfolgen. So liegt der Zündwinkel bei der 2×-Zündung bei 18° KW v. ZOT und bei der 3×-Zündung bei 16° KW v. ZOT. Dies bestätigt erneut die deutlich kürzere Brenndauer aufgrund der Mehrortzündung. Die Stabilisierung der Verbrennung kann in ähnlicher Weise wie im Magerbetrieb erklärt werden. So ist auch bei der Abgasrückführung die Brenndauer von entscheidender Bedeutung. Mit steigender AGR-Rate wird die Flammenausbreitung verlangsamt und somit die Brenndauer verlängert. Aufgrund der längeren Brenndauer kann eine makroskopische Bewegung des Flammkerns entstehen, welche zusätzliche zyklische Schwankungen in der Verbrennung verursacht. Ab einer gewissen Brenndauer kann somit die Verbrennung nicht mehr motorisch effizient umgesetzt werden. Infolge der Mehrortzündung werden die Flammenwege verkürzt und somit die Brenndauer verringert. Hierdurch werden die zyklischen Schwankungen in der Verbrennung deutlich reduziert, wodurch die AGR-Grenze ausgeweitet werden kann.

In Abbildung 4.10 sind die Schadstoffemissionen als Funktion der AGR-Rate aufgetragen. Die NO_x -Emissionen sind als rote Dreiecke eingezeichnet und die HC-Emissionen sind als schwarze Quadrate dargestellt. Da auch bei der Abgasrückführung kein signifikanter Unterschied in den Abgasemissionen zwischen den

4. Mehrortzündung mittels Laserstrahlung

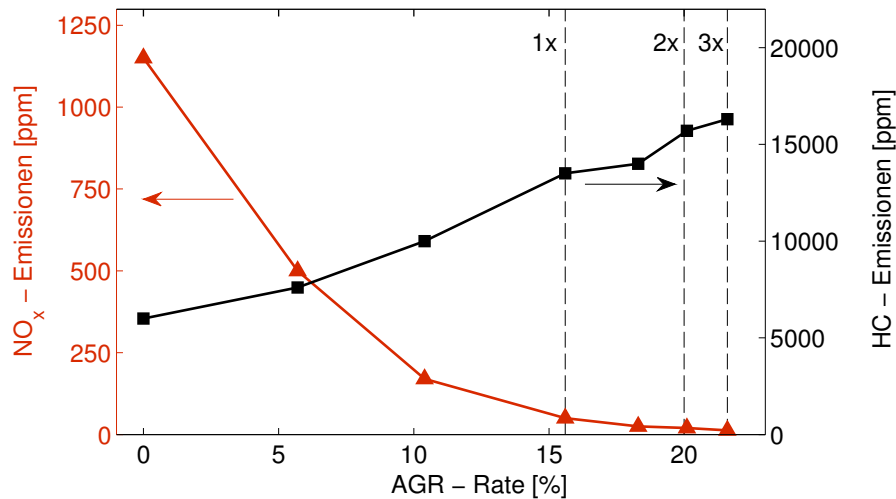


Abbildung 4.10: Stickoxid-Emissionen (rote Dreiecke) und unverbrannte Kohlenwasserstoffe (schwarze Quadrate) als Funktion der Abgasrückführrate bei der 3×-Zündung.

Zündkonzepten auftritt, sind nur die Daten der 3×-Zündung eingezeichnet. Zudem sind die jeweiligen Laufgrenzen der Zündkonzepte als schwarz gestrichelte Linien skizziert. Aus den Daten ist zu erkennen, dass die NO_x-Emissionen mit steigender AGR-Rate kontinuierlich abnehmen. Dieses Verhalten ist durch die geringere Verbrennungstemperatur und somit die reduzierte Entstehung von thermischem NO zu erklären. So treten bei einem Betrieb ohne Abgasrückführung NO_x-Emissionen von ca. 1100 ppm auf. Bereits mit einer AGR-Rate von 5 % werden die Emissionen auf weniger als die Hälfte reduziert (500 ppm). Durch Erhöhung der Abgasrückführung werden die Emissionen weiter verringert, sodass bei der Laufgrenze der 1×-Zündung (15 % AGR-Rate) ein Wert von 50 ppm erreicht wird. Mithilfe der Mehrortzündung können die NO_x-Emissionen nochmals weiter abgesenkt werden. So liegen bei der Laufgrenze der 2×-Zündung (20 % AGR-Rate) die Emissionen bei 20 ppm und durch Verwendung der 3×-Zündung werden die Emissionen bis auf 13 ppm (21 % AGR-Rate) reduziert. Somit stellt der mittels Mehrortzündung realisierbare erweiterte AGR-Betrieb eine wirkungsvolle Möglichkeit zur Verringerung der NO_x-Emissionen dar.

Der Verlauf der HC-Emissionen zeigt das gleiche Verhalten wie im Magerbetrieb. Allgemein ist aufgrund des großen Feuerstegs wieder ein hohes HC-Emissionsniveau zu erkennen. Zudem steigen die HC-Emissionen nahezu linear mit zunehmender AGR-Rate an. So treten bei einem Betrieb ohne Abgasrückführung Emissionen von 6000 ppm auf. Bei der Laufgrenze der 1×-Zündkonzepte sind die HC-Emissionen mit 13000 ppm bereits deutlich angestiegen und bei der Laufgrenze der 3×-Zündung können mit 16000 ppm die größten HC-Emissionen beobachtet werden. Der Anstieg der HC-Emissionen kann, wie im Magerbetrieb, durch die geringere Verbrennungstemperatur und das daraus resultierende frühzeitige Erlöschen der Flamme in wandnahen Bereichen erklärt werden. Es ist zu beachten, dass bei einer richtigen Abgasrückführung die unverbrannten Kohlenwasserstoffe im Abgas dem nachfolgenden Motorzyklus teilweise erneut zugeführt werden. Bei der anschließenden Verbrennung werden diese aufoxidiert, wodurch

die HC-Emissionen geringer sind als bei der verwendeten simulierten Abgasrückführung. Dieser Effekt kann die Emissionen, entsprechend der AGR-Rate, um bis zu 20 % reduzieren. Zudem können auch im AGR-Betrieb die HC-Emissionen wieder leicht durch einen Oxidationskatalysator im Abgas beseitigt werden.

Zusammenfassend zeigen der Magerbetrieb und die Abgasrückführung sehr ähnliche Ergebnisse. Daher ist es teilweise auch üblich, beide Maßnahmen unter dem Begriff Gemischverdünnung zusammenzufassen [19]. In beiden Fällen wird die Verbrennungstemperatur abgesenkt und die Flammenausbreitung verlangsamt. Die langsame Verbrennung ist hierbei der limitierende Faktor für die Ausweitung der Gemischverdünnung. Die Mehrortzündung stellt eine effiziente Maßnahme zur Reduzierung der Brenndauer dar. Hierdurch kann die Laufgrenze sowohl im Magerbetrieb als auch bei Abgasrückführung deutlich verschoben werden. Auch in ihrer motorischen Auswirkung (Kraftstoffverbrauch, Schadstoffemissionen) sind beide Methoden ähnlich. Ein Unterscheidungsmerkmal tritt jedoch im Verlauf der NO_x -Emissionen auf. Im Magerbetrieb steigen die Emissionen zunächst aufgrund des Luftüberschusses an. Eine deutliche Reduzierung der Stickoxid-Emissionen wird erst bei vergleichsweise starker Abmagerung ($\lambda > 1,4$) erreicht. Die Abgasrückführung hat hingegen den Vorteil, dass die NO_x -Emissionen bereits bei geringen AGR-Raten reduziert werden. Zudem kann aufgrund des stöchiometrischen Gemisches ein 3-Wege-Katalysator zur Abgasnachbehandlung eingesetzt werden.

4.2.3 Klopfverhalten

Bei klopfender Verbrennung tritt im unverbrannten Gemisch gegen Ende der Verbrennung Selbstzündung auf [19]. Im Zylinderdruck ist das klopfende Ereignis in Form einer hochfrequenten Druckschwingung, welche den normalen Druckverlauf überlagert, zu erkennen. Als Maß für die Stärke des Klopfereignisses wird die Amplitude der hochfrequenten Druckschwingung (Klopfamplitude, Δp_{max}) verwendet. Da das Klopfen ein stochastischer Prozess ist, variiert bei gleichem Betriebspunkt die Klopfamplitude sehr stark zwischen einzelnen Motorzyklen. Klopfende Verbrennungen sind stets zu vermeiden, da sie neben einem unerwünschten Motorgeräusch auch zu einer deutlich höheren thermischen Belastung führen. Eine effiziente Reduzierung des Klopfverhaltens kann durch Verschiebung der Schwerepunktlage der Verbrennung zu späteren Zeiten erreicht werden. Die früheste noch realisierbare Schwerepunktlage wird hierbei durch die Klopfgrenze limitiert. Allerdings verschlechtert sich durch die spätere Schwerepunktlage der motorische Wirkungsgrad, was in einem höheren Kraftstoffverbrauch resultiert.

Im Folgenden wird untersucht, in welchem Ausmaß sich der schnellere Druckanstieg bei der Mehrortzündung auf das Klopfverhalten auswirkt. Damit bei klopfender Verbrennung die optischen Komponenten des Transparentmotors nicht beschädigt werden, wird eine leichte Modifizierung des Motors vorgenommen. Hierzu wird der Quarzglasring entfernt und im Gegenzug eine längere Laufbuchse eingesetzt. Die Giebelfenster im Brennraumdach bleiben erhalten, da diese benötigt werden, um die Laserstrahlung in den Brennraum einzukoppeln. Zur Realisierung eines moderaten Klopfverhaltens, wird ein Betriebspunkt mit einer Drehzahl von

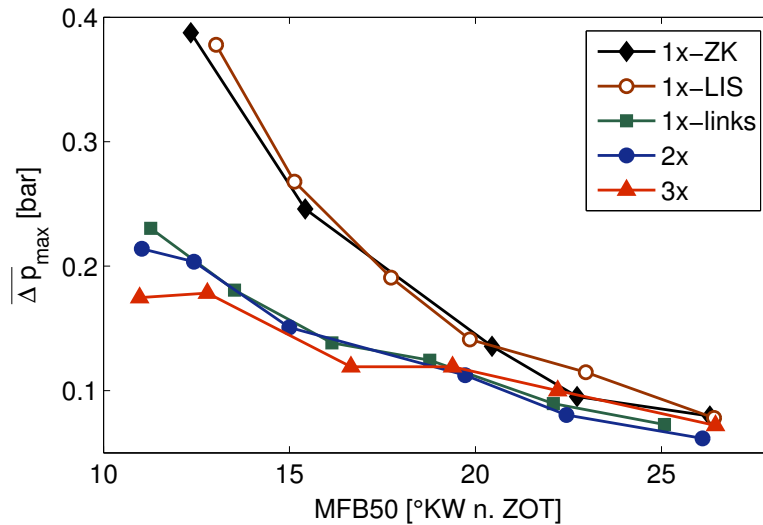


Abbildung 4.11: Ensemble-gemittelte Klopfamplitude ($\overline{\Delta p_{max}}$) über Schwerpunktlage der Verbrennung (MFB50) für verschiedene Zündkonzepte.

1200^{1/min} und einem Saugrohrdruck von 500 mbar eingestellt. Zudem wird der Motor bei leicht fettem Luft-Kraftstoff-Verhältnis ($\lambda = 0,9$) betrieben. Hierdurch entsteht, je nach Schwerpunktlage der Verbrennung, ein indizierter Mitteldruck von bis zu $p_{m,i} = 3,7$ bar und es treten in einzelnen Motorzyklen Klopfamplituden von bis zu $\Delta p_{max} = 1,5$ bar auf. Zusätzlich wird die Flammenausbreitung (OH-Chemilumineszenz) mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera durch das Fenster im Kolben aufgezeichnet. In der Flammenausbreitung sind jedoch keine charakteristischen Klopfereignisse zu erkennen. Es wird daher vermutet, dass sich die Klopforte außerhalb des einsehbaren Bereichs (am Rand des Brennraums) befinden.

In Abbildung 4.11 ist die Klopfamplitude (gemittelt über 60 Motorzyklen) als Funktion der Schwerpunktlage MFB50 für die verschiedenen Zündkonzepte dargestellt. Die Variation der Schwerpunktlage erfolgt durch Anpassung des Zündwinkels. Aus den Daten ist zu erkennen, dass bei einer späten Schwerpunktlage (MFB50 = 26° KW n. ZOT) die mittlere Klopfamplitude für alle Zündkonzepte sehr gering ist und somit nahezu kein Klopfen auftritt ($\overline{\Delta p_{max}} < 0,1$ bar). Mit früherer Schwerpunktlage nimmt die Klopfamplitude kontinuierlich zu. Hierbei können die Zündkonzepte in zwei Gruppen unterteilt werden. Die Zündkonzepte mit dem konventionellen Zündort (1x-ZK und 1x-LIS) haben nahezu den identischen Verlauf und zeigen im Vergleich zu den anderen Zündkonzepten eine deutlich größere Klopfamplitude. Mit dem konventionellen Zündort wird bei einer Schwerpunktlage von 13° KW n. ZOT eine mittlere Klopfamplitude von ca. 0,4 bar erreicht. Die verbrauchsoptimale Schwerpunktlage von 12° KW n. ZOT kann in diesem Fall gerade nicht eingestellt werden, da die Gefahr einer Motorschädigung durch das Klopfen zu groß ist. Existiert ein Zündort in der Nähe der Einlassventile (d.h. 1x-links, 2x- und 3x-Zündung) ist die Klopfamplitude deutlich geringer. Auch in diesem Fall besteht zwischen den drei Zündkonzepten kein signifikanter Unterschied.

Hierbei kann die optimale Schwerpunktlage ($MFB_{50} = 12^\circ$ KW n. ZOT) problemlos bei einer Klopfamplitude von ca. 0,2 bar erreicht werden. Folglich ist für das Klopfverhalten nicht die Anzahl der Zündorte, sondern vielmehr die Position des Zündortes von Bedeutung. Untersuchungen an einem baugleichen thermodynamischen Motor haben gezeigt, dass die Klopforte in erster Linie am Brennraumrand im Bereich der Einlassventile liegen [100]. Dieses ist erwartungsgemäß, da dieser Bereich erst zum Ende der Verbrennung von der Flamme erfasst wird. Wird ein Zündort in der Nähe der Einlassventile positioniert, so erreicht die Flamme diesen Bereich deutlich früher. Folglich kann an diesem Ort keine Selbstzündung mehr stattfinden, wodurch die Klopfneigung reduziert wird. Daher können frühere Schwerpunktlagen realisiert werden, was eine Steigerung des motorischen Wirkungsgrades zur Folge hat.

4.2.4 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde der Einfluss von mehreren räumlich getrennten Zündorten auf den Verbrennungsprozess untersucht. Hierbei wurden bis zu drei Zündorte mithilfe laserinduzierter Plasmen im Brennraum erzeugt. Die Verbrennung wurde anhand des Zylinderdruckverlaufs und durch Visualisierung der Flammenausbreitung (OH-Chemilumineszenz) analysiert. Die Ergebnisse zeigen, dass durch die multiplen Flammkerne bei der Mehrortzündung die Brenndauer signifikant verkürzt werden kann. Zudem tritt in allen untersuchten Betriebspunkten eine wesentliche Reduzierung der zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess auf. Hierdurch kann der Magerbetrieb deutlich ausgeweitet und somit ein homogen-mageres Brennverfahren realisiert werden. Als Vorteile dieses Brennverfahrens wurden eine Kraftstoffersparnis und sehr geringe Stickoxid-Emissionen identifiziert. Auch im Betrieb mit Abgasrückführung konnte durch die Mehrortzündung eine deutliche Ausweitung der Laufgrenze erreicht werden. Der erweiterte AGR-Betrieb hatte hierbei eine zusätzliche Absenkung der Stickoxid-Emissionen zur Folge. Abschließend wurde der Einfluss der Mehrortzündung auf das Klopfverhalten des Motors untersucht. Es zeigte sich, dass nicht die Anzahl, sondern die Position des Zündortes für das Klopfverhalten von Bedeutung ist. So konnte durch die geeignete Wahl des Zündortes (und auch durch die Mehrortzündung) eine signifikante Reduzierung der Klopfamplitude erreicht werden. Zusammenfassend stellt die Mehrortzündung somit eine effiziente Möglichkeit zur Reduzierung der zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess dar, wodurch vielfältige motorische Vorteile entstehen.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Problem der zyklischen Schwankungen in Verbrennungsmotoren untersucht. Hierzu wurden verschiedene laseroptische Messtechniken in einem optisch zugänglichen Ottomotor eingesetzt. Potentielle Ursachen der zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess sind Fluktuationen im Luft-Kraftstoff-Verhältnis λ und Schwankungen in der Brennraumströmung. Diese Einflussgrößen wurden innerhalb der vorliegenden Arbeit umfassend analysiert. Zudem wurde ein Mehrortzündkonzept, welches eine aussichtsreiche Methode zur Reduzierung der zyklischen Schwankungen darstellt, implementiert und ausführlich bewertet.

In Kapitel 2 wurde das Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Transparentmotor analysiert. Zunächst wurde der lokale λ -Wert am Zündort mithilfe der laserinduzierten Plasmaspektroskopie (LIBS) untersucht. Hierzu wurde ein kompakter faseroptischer LIBS-Sensor aufgebaut und kalibriert. Es konnte gezeigt werden, dass LIBS zur punktuellen λ -Bestimmung in Verbrennungsmotoren eine sehr geeignete Messtechnik ist. Anschließend wurden mithilfe des LIBS-Sensors die zyklischen Schwankungen des lokalen λ -Wertes für verschiedene Einspritzstrategien analysiert. Hierbei konnten insbesondere bei der Benzindirekteinspritzung signifikante λ -Fluktuationen beobachtet werden. Durch Vergleich mit dem Zylinderdruckverlauf wurde der Einfluss der λ -Schwankungen auf den Verbrennungsprozess bewertet. Dabei wurde lediglich zu Beginn der Verbrennung ein leichter Einfluss des lokalen λ beobachtet. Für den weiteren Verlauf der Verbrennung konnte kein signifikanter Zusammenhang gefunden werden. Somit konnte gezeigt werden, dass die Fluktuationen des lokalen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses am Zündort nicht die Hauptursache für die zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess sind. Darüber hinaus konnte nachgewiesen werden, dass ein sehr mageres Gemisch am Zündort eine wichtige Quelle für Zündaussetzer darstellt.

Zur zweidimensionalen Analyse des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses wurde die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) simultan zur LIBS-Messung eingesetzt. Die LIF-Verteilungen wurden anschließend mithilfe der LIBS-Daten kalibriert. Durch diese neue messtechnische Kombination konnte die zweidimensionale λ -Verteilung im Brennraum quantitativ aufgezeichnet werden. Im Weiteren wurde die λ -Verteilung für verschiedene Einspritzstrategien untersucht. Zudem wurde die Kombination von LIF und LIBS im Schichtbetrieb eingesetzt, um die räumliche Zuordnung zwischen Kraftstoff und Zündort für verschiedene Einspritzventile und Zündpositionen zu bewerten.

In Kapitel 3 wurde die Brennraumströmung mithilfe der Hochgeschwindigkeits-Particle Image Velocimetry (HS-PIV) untersucht. Durch den Einsatz von Feststoffpartikeln (Graphit) als Tracer konnten Messungen zu allen Zeiten des Motorzyklus im geschleppten Betrieb durchgeführt werden. Zudem konnte das Strömungsfeld im gefeuerten Motorbetrieb außerhalb der Flamme aufgezeichnet werden. Zunächst wurde die Brennraumströmung für den gesamten Motorzyklus charakterisiert. Hierbei wurde insbesondere der Zerfall der großskaligen Tumble-Struktur, welche während der Einlassphase gebildet wird, um ZOT untersucht. Die Ergebnisse zeigten, dass der Zerfall des Tumble-Wirbels erst deutlich nach ZOT abgeschlossen ist. Bei ZOT und vor allem bei typischen Zündzeitpunkten ist noch ein signifikanter Tumble-Wirbel im Strömungsfeld vorhanden. Des Weiteren wurde die Wechselwirkung zwischen der Benzindirekteinspritzung und der Brennraumströmung betrachtet. Hierbei wurde infolge des Einspritzvorgangs kurzzeitig eine massive Veränderung der Brennraumströmung festgestellt. Eine dauerhafte Auswirkung auf das Strömungsfeld war jedoch nicht detektierbar. Allgemein wurden im Strömungsfeld große Schwankungen von Zyklus zu Zyklus beobachtet. Die zyklischen Schwankungen wurden visualisiert und mithilfe der quantitativen Kenngrößen kinetische Energie, turbulente kinetische Energie, Tumble-Zahl und der Position des Wirbelzentrums analysiert. Um den Einfluss der zyklischen Schwankungen der Brennraumströmung auf den Verbrennungsprozess zu bewerten, wurde der Motor gefeuert betrieben. Zudem wurde in einem modifizierten Versuchsaufbau das Flammeneigenleuchten simultan zum Strömungsfeld aufgezeichnet. Durch diese Messungen konnte die Brennraumströmung als Hauptursache für die zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess identifiziert werden. So konnte bei stöchiometrischem Motorbetrieb ein ausgeprägter Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie im Strömungsfeld und der Dauer der Verbrennung beobachtet werden. Bei magerem Motorbetrieb traten zusätzliche zyklische Schwankungen in der Verbrennung auf, welche nicht durch Fluktuationen in der kinetischen Energie erklärt werden konnten. Als Ursache hierfür wurde eine makroskopische Bewegung des Flammkerns, welche durch die Brennraumströmung hervorgerufen wird, festgestellt. Diese kann zu günstigen oder ungünstigen Bedingungen für die Flammenausbreitung führen und verursacht somit zusätzliche zyklische Schwankungen im Verbrennungsprozess. Dieser Effekt ist insbesondere bei magerem Motorbetrieb dominant, da hier aufgrund der längeren Brenndauer das Zeitfenster für einen makroskopischen Flammkerntransport groß ist.

In Kapitel 4 wurde untersucht, inwiefern Mehrortzündkonzepte den zuvor identifizierten Einfluss der Strömungsschwankungen auf die Verbrennung reduzieren. Hierbei wurden zur Erzeugung der Zündorte laserinduzierte Plasmen verwendet, wodurch bis zu drei Zündorte im Brennraum generiert werden konnten. Sowohl die Visualisierung der Flammenausbreitung als auch der Verlauf des Zylinderdrucks bestätigen, dass es durch die multiplen Zündorte zu einer deutlich kürzeren Brenndauer kommt. Zudem wurde gezeigt, dass die Mehrortzündung eine sehr wirkungsvolle Möglichkeit zur Reduzierung der zyklischen Schwankungen im Verbrennungsprozess ist. So konnte aufgrund der kürzeren Brenndauer bei der

Mehrortzündung der Magerbetrieb deutlich ausgeweitet werden. Hierdurch konnte ein homogen-mageres Brennverfahren realisiert werden, wodurch eine Ersparnis im Kraftstoffverbrauch bei sehr geringen Stickoxid-Emissionen erreicht wurde. Auch im Betrieb mit Abgasrückführung trat durch die Mehrortzündung eine Ausweitung der Laufgrenze auf. Durch den ausgedehnten AGR-Betrieb konnten ebenfalls die Stickoxid-Emissionen weiter abgesenkt werden. Abschließend wurde der Einfluss der Mehrortzündung auf das Klopfverhalten bewertet. Hierbei zeigte sich, dass die Position des Zündortes einen wichtigen Einfluss auf das Klopfverhalten hat. Durch geeignete Wahl des Zündortes (und auch durch die Mehrortzündung) konnte somit eine deutliche Reduzierung des Klopfverhaltens erreicht werden.

Ausblick

Weiterführende Experimente im Bereich der laserinduzierten Plasmaspektroskopie sollten darauf abzielen, die Lichtemission des Plasmas durch das Eintrittsfenster des Laserpulses auszukoppeln. Mithilfe eines solchen Aufbaus wären keine weiteren optischen Zugänge zum Brennraum notwendig. Hierdurch könnten Messungen an thermodynamischen Motoren durchgeführt werden, wodurch der untersuchbare Last- und Drehzahlbereich stark ausgeweitet würde. Auch wäre in diesem Fall der LIBS-Sensor als sehr nützliches Werkzeug in der Applikation von Brennverfahren in Serienmotoren denkbar. Bei der Kombination von LIBS und LIF zur zweidimensionalen λ -Bestimmung sollte an der großen Messunsicherheit bei der Kalibrierung der LIF-Bilder weitergearbeitet werden. Hierbei wäre es sinnvoll, verschiedene Tracersysteme auf ihre Eignung (Temperaturabhängigkeit, Quenching) zur quantitativen λ -Bestimmung zu bewerten.

Weitergehende Untersuchungen der Brennraumströmung sollten den Zusammenhang zwischen kleinskaligen Wirbelstrukturen und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit analysieren. Hierzu ist es notwendig, die räumliche Auflösung der PIV-Messung um mindestens eine Größenordnung zu erhöhen (μ PIV). Allerdings müsste in diesem Fall nach möglichen Tracerpartikeln Ausschau gehalten werden, um ein besseres Folgevermögen zu erreichen. Zudem müssten deutlich mehr Tracerpartikel der Brennraumströmung zugefügt werden, was zu einer erhöhten Verschmutzung der optischen Zugänge führt. Darüber hinaus sollten Experimente durchgeführt werden, um die Entstehung der zyklischen Schwankungen in der Brennraumströmung besser zu verstehen. Hierzu sind Messungen des Strömungsfeldes im Bereich der Einlasskanäle oder im Saugrohr bei verschiedenen Einlasskanalgeometrien denkbar.

Weitere Messungen zur Mehrortzündung sollten die Anforderungen an die Anzahl und Position der Zündorte weiter spezifizieren. Ebenfalls sollten Studien zur minimalen benötigten Laserpulsenergie vorgenommen werden. Zudem wäre die Applikation der Mehrortzündung an einen thermodynamischen Motor sehr nützlich, um das Potential in einem größeren Last- und Drehzahlbereich zu bewerten. Die Realisierung einer seriennahen Mehrortzündung durch ein kompaktes Laserszündsystem stellt aufgrund des stark eingeschränkten optischen Zugang jedoch eine besondere Herausforderung dar.

Anhang A

Übersicht Parametervariationen

Zusätzlich zu den präsentierten Ergebnissen wurden im Rahmen dieser Arbeit weitere motorische Betriebspunkte untersucht. Hierzu wurde, ausgehend von einem Referenzpunkt, jeweils ein motorischer Parameter variiert. Da die Ergebnisse der weiteren Messungen vergleichbar zu den diskutierten Daten sind, wird auf deren Darstellung verzichtet. In den folgenden Tabellen ist eine Übersicht über die durchgeführten Parametervariationen dargestellt. Hierbei sind in Tabelle A.1 die Parameter für die LIBS-Messungen gezeigt. In den Tabellen A.2 und A.3 sind die Betriebspunkte für die PIV-Messung und die Mehrortzündung angegeben.

LIBS + LIF-LIBS	LIBS	LIF-LIBS	Schichtbetrieb (LIF-LIBS)	Kommentar
Ladungsbewegung	Neutral	Neutral Tumble Drall	Neutral	Kein signifikanter Einfluss
Einspritzdruck [bar]	50 100 150	50 100 150	50	Tendenz zu kleineren λ -Schwankungen mit steigendem Druck
Einspritzzeitpunkt [°KW v. ZOT]	330 300 270 180 90	330 300 270 180 90	20 – 30	Kleinere λ -Schwankungen bei früherer Einspritzung
λ -Variation	1,0 1,3 1,4	1,0	1,0 1,3	Kein signifikanter Einfluss auf λ -Schwankungen
Einspritzventil	Mehrloch	Drall Mehrloch Ringspalt	Drall Mehrloch Ringspalt	Siehe Abschnitt 2.2.3
Zündposition [mm]	6	6	6 11	Siehe Abschnitt 2.2.3

Tabelle A.1: Parametervariation zur Analyse des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses. Als Referenzpunkt für die Variation wurden eine neutrale Ladungsbewegung, 50 bar Einspritzdruck, ein Einspritzzeitpunkt von 330° KW v. ZOT, $\lambda = 1$ sowie ein Mehrlochventil und eine 6 mm Zündposition verwendet.

PIV-Messungen	Geschleppt	Direkt-einspritzung	Gefeuert	Kommentar
Drehzahl [1/min]	500 1000 1500	1000	500 1000 1500	Höhere Strömungs- geschwindigkeit mit steigender Drehzahl
Saugrohrdruck [mbar]	450 960	450	450	Kein signifikanter Einfluss
Ladungsbewegung	Neutral Tumble Drall	Tumble	Neutral Tumble	Neutral: schwacher Tumble-Wirbel Drall: in Messebene nicht detektierbar
Einspritzdruck [bar]	–	50 100 150	–	Kein signifikanter Einfluss
λ -Variation	–	–	1,0 1,2 1,4 1,5	Zunahme der makroskopischen Flammkernbewegung bei Abmagerung

Tabelle A.2: Parametervariation zur Analyse der Brennraumströmung. Als Referenzpunkt wurden eine Drehzahl von $1000 \text{ }^1/\text{min}$, ein Saugrohrdruck von 450 mbar und eine Tumble-Ladungsbewegung verwendet.

Mehrortzündung	–	Kommentar
Zündorte	1x-ZK 1x-LIS 1x-links 2x 3x	Kürzere Brenndauer mit steigender Anzahl an Zündorten
Ladungsbewegung	Neutral Tumble Drall	Tumble: weitere Reduzierung der Brenndauer
λ -Variation	0,9 – 2,0	Siehe Abschnitt 4.2.1
AGR-Variation [%]	0 – 21	Siehe Abschnitt 4.2.2
Schwerpunktlage [°KW n. ZOT] (Klopfuntersuchung)	11 – 26	Siehe Abschnitt 4.2.3

Tabelle A.3: Parametervariation bei der Mehrortzündung. Als Referenzpunkt wurden eine neutrale Ladungsbewegung, $\lambda = 1$, eine AGR-Rate von 0 % sowie eine Schwerpunktlage von 12° KW n. ZOT verwendet.

Anhang B

Charakterisierung weiterer Zündsysteme

Neben der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Laserzündung wurden weitere Zündsysteme charakterisiert. Hierzu wurde die Entwicklung des Zündplasmas von einer konventionellen Zündkerze und von einem Koronazündsystem räumlich und spektroskopisch untersucht.

Die räumliche Ausdehnung des Zündfunken einer konventionellen Zündkerze (Bosch-Super) ist in Abbildung B.1 dargestellt. Zur Aufnahme wird, wie in Abbildung 2.1, eine Hochgeschwindigkeitskamera (Hadland Imacon 468) mit acht ICCD-Detektoren verwendet. Das Zündplasma wird durch das vordere Giebfenster im Transparentmotor aufgezeichnet. Die Belichtungszeit der einzelnen Detektoren wird jeweils so eingestellt, dass eine gute Signalintensität erreicht wird und liegt in der Größenordnung von $100\mu\text{s}$. Daher ist es nicht möglich, die einzelnen Phasen des Zündvorgangs (Durchbruch, Bogenphase und Glimmentladung [24]) zeitlich aufzulösen. Zusätzlich ist die Kontur der Zündkerze in der Abbildung skizziert. In Abbildung B.1 (a) ist die Sequenz ohne Kraftstoff gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Standzeit des Zündplasmas mit $1,5\text{ ms}$ um mehrere Größenordnungen länger ist als bei der Laserzündung (ca. $50\mu\text{s}$). Zudem ist eine leichte Auslenkung des Zündfunken in Richtung der Masseelektrode zu erkennen. Die Ablenkung wird hierbei durch die Brennraumströmung verursacht und ist aufgrund des moderaten Betriebspunktes ($n = 500\text{ 1/min}$, neutrale Ladungsbewegung) sehr gering. In Abbildung B.1 (b) ist die Sequenz mit Kraftstoff dargestellt. Hierbei ist die Entstehung eines Flammkerns nach ca. $250\mu\text{s}$ zu erkennen. Somit ist die Zeit bis zum Beginn der Verbrennung im Vergleich zur Laserzündung (ca. $20\mu\text{s}$, siehe Abbildung 2.1) wesentlich länger. Anschließend breitet sich der Flammkern bis zum Ende der Sequenz isotrop aus.

In Abbildung B.2 ist die spektrale Emission des Zündfunken (mit Kraftstoff) gezeigt. Das Spektrum wird mit einem Czerny-Turner-Spektrografen (Acton SpectraPro 2500i, Gitter: 600 l/mm) im Transparentmotor zu Beginn des Zündfunken aufgezeichnet. Um eine ausreichende Signalintensität zu erreichen, wird die Belichtungszeit auf $100\mu\text{s}$ eingestellt. Aufgrund dieser Belichtungszeit können auch hierbei die einzelnen Phasen des Zündvorgangs nicht getrennt erfasst werden. Im Spektrum ist zunächst eine dominante Emissionsbande des CN-Moleküls um 388 nm zu erkennen. Prinzipiell kann die Intensität der CN-Bande auch zur λ -Bestimmung mittels SIBS (*spark induced breakdown spectroscopy*) verwendet werden [49]. Das CN-Molekül wird durch Rekombination von atomarem Kohlenstoff und Stickstoff gebildet. Die CN-Emission lässt daher auf eine zur Dissoziation

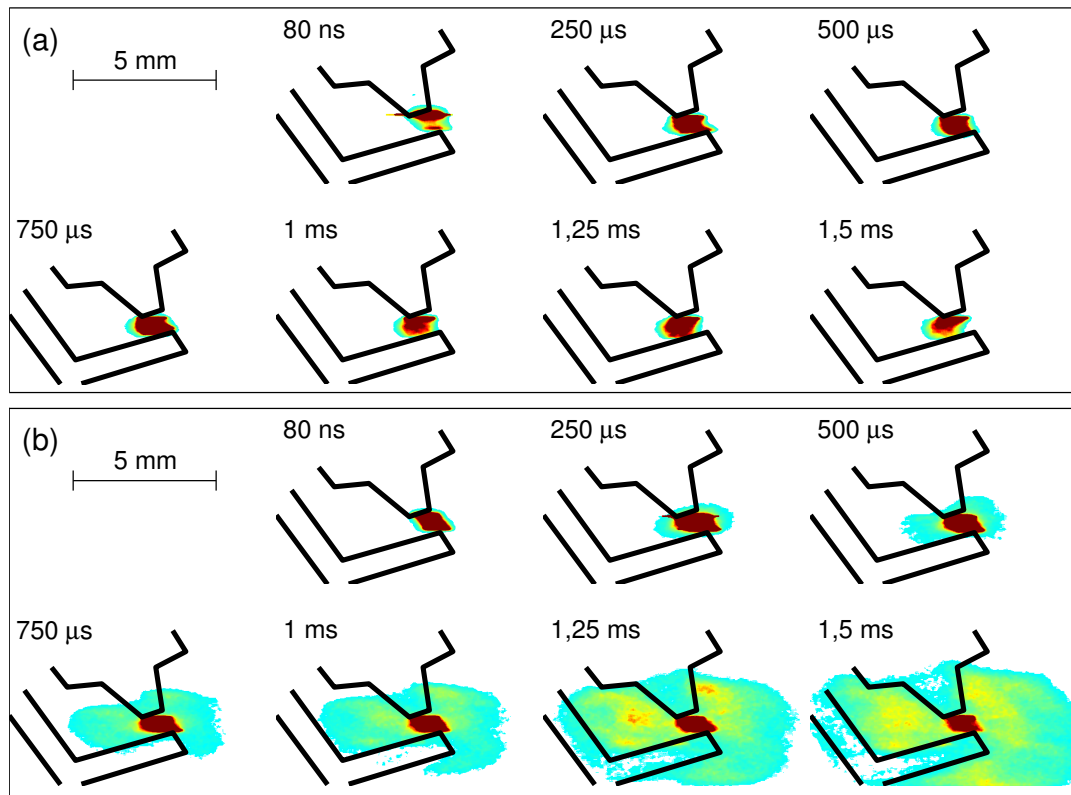


Abbildung B.1: Frühphase der Flammenausbreitung bei Zündkerzenzündung. (a): ohne Kraftstoff, (b): mit Kraftstoff ($\lambda = 1$).

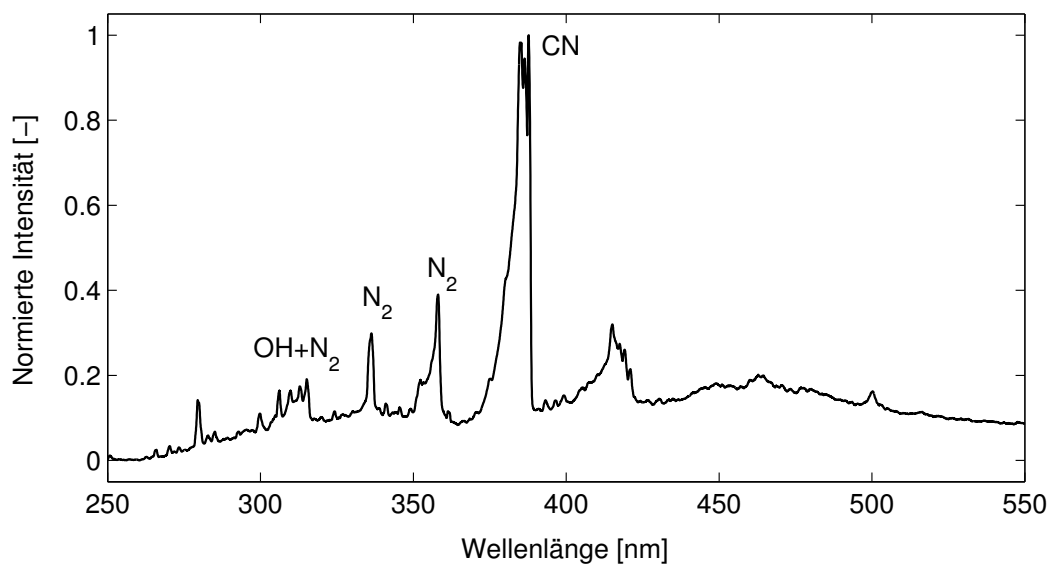


Abbildung B.2: Spektrale Emission des Zündkerzenfunken bei $\lambda = 1$.

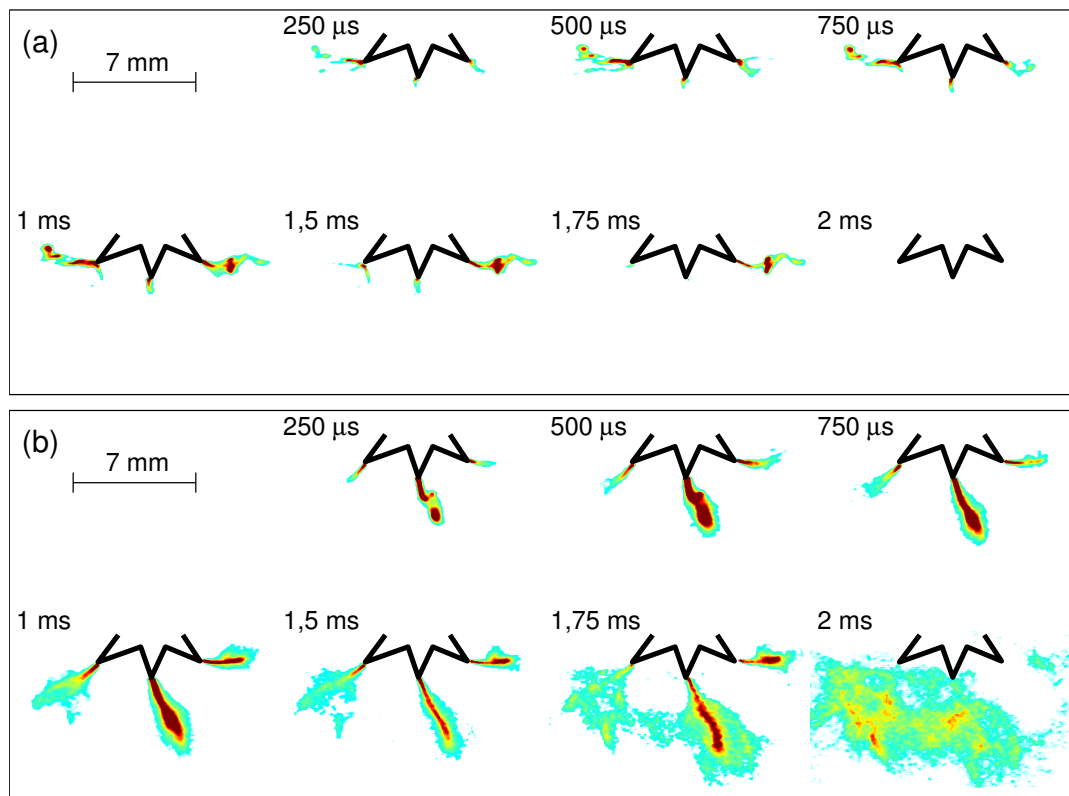
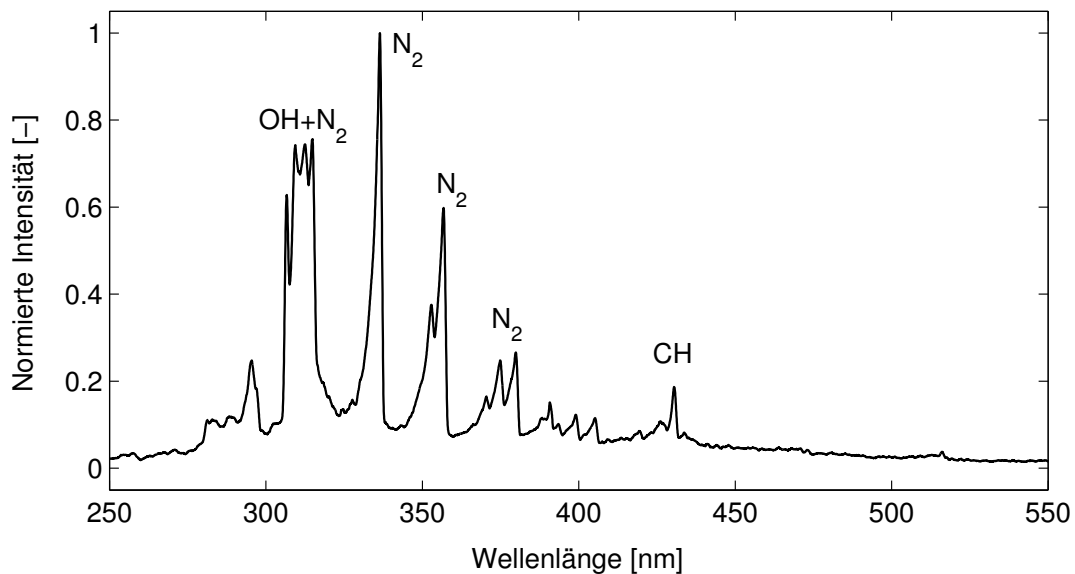


Abbildung B.3: Frühphase der Flammenausbreitung bei Koronazündung. (a): ohne Kraftstoff, (b): mit Kraftstoff ($\lambda = 1$).

des Stickstoffs ausreichend hohe Temperatur im Zündplasma schließen. Hierbei wird erwartet, dass die zur Dissoziation notwendigen Temperaturen während der Durchbruchphase auftreten. Bei genauerer Betrachtung der spektralen Emission werden zudem schwache atomare Linien von Wasserstoff (656 nm) und Sauerstoff (777 nm) beobachtet (nicht in der Abbildung dargestellt) [67]. Des Weiteren sind im Spektrum mehrere Vibrationsbanden von molekularem Stickstoff zu erkennen (337 nm und 358 nm) [101]. Deren Anwesenheit lässt auf geringere Temperaturen schließen, welche höchstwahrscheinlich während der Glimmentladung vorhanden sind. Zudem ist eine Emissionsbande des OH-Radikals um 308 nm im Spektrum zu erkennen, welche auf erste chemische Reaktionen der Verbrennung zurückzuführen ist [102].

Zusätzlich wurde ein Koronazündsystem (Etatech, ECCOS) untersucht. Bei diesem wird die Zündkerze durch eine spitze Elektrode ersetzt und an diese eine hochfrequente (MHz) Wechselspannung angelegt. Die Gegenelektrode wird durch die Brennraumwand gebildet, sodass ein stark inhomogenes elektrisches Feld im Brennraum entsteht. Ist die elektrische Feldstärke an der Elektrodenspitze ausreichend hoch, tritt eine Plasmaentladung (Koronaentladung) auf. Die angelegte Spannung ist hierbei allerdings nicht hoch genug, um einen vollständigen Funken durchbruch zu erzeugen. Somit entsteht bei der Koronazündung eine Plasmaentladung, welche von der Elektrodenspitze in den Brennraum hineinragt. Diese Entla-

Abbildung B.4: Spektrale Emission der Koronaentladung bei $\lambda = 1$.

dung wird daher auch als Streamer bezeichnet. Zudem können durch Verwendung von mehreren Elektrodenspitzen mehrere Entladungen gleichzeitig erzeugt werden. Im Fall des untersuchten Zündsystems wurde eine Elektrode mit drei Spitzen verwendet. Weitere Informationen zur Koronazündung können aus [39, 103, 104] entnommen werden.

In Abbildung B.3 ist die räumliche Verteilung der Koronaentladung (aufgenommen durch das Kolbenfenster) gezeigt. Zusätzlich ist in der Abbildung die Geometrie der Elektrodenspitzen skizziert. Aufgrund der schwachen Lichtemission wird die Belichtungszeit der Kamera auf 1 ms verlängert. In der Sequenz ohne Kraftstoff (Abbildung B.3 (a)) ist an jeder Elektrodenspitze eine Koronaentladung zu erkennen. Die Dauer der Entladung kann durch die Ansteuerelektronik eingestellt werden und beträgt im untersuchten Fall ca. 2 ms. In der Aufnahme mit Kraftstoff (Abbildung B.3 (b)) haben die Streamer ein deutlich größeres Ausmaß. Zudem wird nach ca. 1 ms an jedem Streamer ein Flammkern gebildet. Die Dauer bis zum Beginn der Verbrennung ist somit bei der Koronazündung deutlich länger als bei der Laserzündung und der Zündkerze. Im weiteren Verlauf der Sequenz breiten sich die Flammkerne aus und vereinigen sich nach etwa 2 ms. Es ist zu beachten, dass der räumliche Abstand zwischen den Flammkernen bei der Koronazündung wesentlich kleiner ist als bei dem in Kapitel 4 untersuchten Mehrortzündkonzept.

Die spektrale Emission der Koronaentladung (mit Kraftstoff) ist in Abbildung B.4 dargestellt. Die Belichtungszeit beträgt $500\,\mu\text{s}$. Im Spektrum sind überwiegend Vibrationsbanden von molekularem Stickstoff zu erkennen. Zudem können Zwischenprodukte der Verbrennung (OH bei 308 nm und CH bei 431 nm) beobachtet werden. Allerdings treten im Spektrum keine Emissionslinien von Atomen oder Rekombinationsprodukten auf. Daraus kann geschlossen werden, dass die Temperatur der Koronaentladung im Vergleich zu der Laserzündung und der Zündkerze wesentlich geringer ist.

Literaturverzeichnis

- [1] Oliver Wyman study, *E-Mobility 2025* (2010).
- [2] Das Europäische Parlament und der Rat der Europäischen Union, *Verordnung (EG) Nr. 715/2007 des Europäischen Parlamentes und des Rates*, Amtsblatt der Europäischen Union L 171 (2007).
- [3] K. Kohse-Höinghaus und J. B. Jeffries (Hg.), *Applied combustion diagnostics*, Taylor & Francis, New York (2002).
- [4] C. Schulz, A. Dreizler, V. Ebert und J. Wolfrum, *Combustion Diagnostics*, Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics Part C, 1241–1315 (2007).
- [5] J. B. Heywood, *Internal combustion engine fundamentals*, McGraw-Hill Inc., New York (1988).
- [6] D. A. Cremers und L. J. Radziemski, *Handbook of laser-induced breakdown spectroscopy*, John Wiley & Sons Ltd, Chichester (2006).
- [7] S. Joshi, D. B. Olsen, C. Dumitrescu, P. V. Puzinauskas und A. P. Yalin, *Laser-induced breakdown spectroscopy for in-cylinder equivalence ratio measurements in laser-ignited natural gas engines*, Appl. Spectrosc. **63**, 549–554 (2009).
- [8] V. Gross, *Untersuchung der laserinduzierten Zündung in einem Ottomotor mit Direkteinspritzung und strahlgeführtem Brennverfahren*, Dissertation, Universität Karlsruhe (2011).
- [9] C. Schulz und V. Sick, *Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems*, Progress in Energy and Combustion Science **31**, 75 – 121 (2005).
- [10] M. Richter, B. Axelsson, K. Nyholm und M. Aldén, *Real-time calibration of planar laser-induced fluorescence air-fuel ratio measurements in combustion environments using in situ raman scattering*, Symposium (International) on Combustion **27**, 51 – 57 (1998).
- [11] S. H. R. Müller, B. Böhm, M. Gleißner, R. Grzeszik, S. Arndt und A. Dreizler, *Flow field measurements in an optically accessible, direct-injection spray-guided internal combustion engine using high-speed PIV*, Experiments in Fluids **48**, 281–290 (2010).

- [12] C. M. Fajardo, J. D. Smith und V. Sick, *PIV, high-speed PLIF and chemiluminescence imaging for near-spark-plug investigations in IC engines*, Journal of Physics: Conference Series **45**, 19–26 (2006).
- [13] D. P. Towers und C. E. Towers, *Cyclic variability measurements of in-cylinder engine flows using high-speed particle image velocimetry*, Measurement Science and Technology **15**, 1917–1925 (2004).
- [14] B. F. Gajdeczko und F. V. Bracco, *Application of two-color particle image velocimetry to a firing production direct-injection stratified-charge engine*, SAE Technical Paper **1999-01-1111** (1999).
- [15] C. M. Fajardo und V. Sick, *Flow field assessment in a fired spray-guided spark-ignition direct-injection engine based on UV particle image velocimetry with sub crank angle resolution*, Proceedings of the Combustion Institute **31**, 3023–3031 (2007).
- [16] H. Migita, T. Amemiya, K. Yokoo und Y. Iizuka, *The new 1.3-liter 2-plug engine for the 2002 Honda Fit*, JSAE Review **23**, 507–511 (2002).
- [17] H. Niefer, H. K. Weining, M. Bargende und A. Waltner, *Verbrennung, Ladungswechsel und Abgasreinigung der neuen Mercedes-Benz V-Motoren mit Dreiventiltechnik und Doppelzündung*, MTZ - Motortechnische Zeitschrift **58** 7/8, 392–399 (1997).
- [18] G. Merker, C. Schwarz und R. Teichmann (Hg.), *Grundlagen Verbrennungsmotoren*, 5. Aufl., Vieweg+Teubner, Wiesbaden (2011).
- [19] S. Pischinger, *Verbrennungsmotoren Band I + II*, Vorlesungsumdruck, 21. Auflage (2000).
- [20] F. Büchler, *Laserinduzierte Plasmaspektroskopie zur Bestimmung des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses in einem Transparentmotor*, Master-Thesis, TU Darmstadt (2011).
- [21] J. Fischer, *Einfluss variabler Einlassströmung auf zyklische Schwankungen bei Benzin-Direkteinspritzung*, Dissertation, Universität Karlsruhe (2004).
- [22] J. Fröhlich, *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*, Teubner, Wiesbaden (2006).
- [23] C. Fajardo und V. Sick, *Kinetic energy and dissipation rate spectra of high- and low-swirl internal combustion engine flows*, SAE Technical Paper **2009-01-0651** (2009).
- [24] H. Eichlseder, M. Klütting und W. F. Piöck, *Grundlagen und Technologien des Ottomotors*, Springer-Verlag, Wien (2008).
- [25] B. Petersen und J. Ghanghi, *High resolution scalar dissipation and turbulence length scale measurements in an internal combustion engine*, SAE Technical Paper **2010-01-0185** (2010).

-
- [26] O. Reynolds, *On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion*, Philos. Trans. R. Soc. **186**, 123–164 (1895).
- [27] D. Liu, T. Wang, M. Jia und G. Wang, *Cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder flow in a gasoline engine with variable valve lift*, Experiments in Fluids **53**, 585–602 (2012).
- [28] J. B. Ghandhi, R. E. Herold, J. S. Shakal und T. E. Strand, *Time resolved particle image velocimetry measurements in an internal combustion engine*, SAE Technical Paper **2005-01-3868** (2005).
- [29] X. Baby, A. Dupont, A. Ahmed, W. Deslandes, G. Charnay und M. Michard, *A new methodology to analyze cycle-to-cycle aerodynamic variations*, SAE Technical Paper **2002-01-2837** (2002).
- [30] L. Graftieaux, M. Michard und N. Grosjean, *Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows*, Measurement Science and Technology **12**, 1422–1429 (2001).
- [31] G. Berkooz, P. Holmes und J. Lumley, *The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows*, Annual review of fluid mechanics **25**, 539–575 (1993).
- [32] M. Metghalchi und J. C. Keck, *Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature*, Combustion and Flame **48**, 191–210 (1982).
- [33] F. Joos, *Technische Verbrennung*, Springer-Verlag, Berlin (2006).
- [34] R. Borghi, *Turbulent combustion modelling*, Progress in Energy and Combustion Science **14**, 245–292 (1988).
- [35] R. Borghi, *On the structure and morphology of turbulent premixed flames*, Recent advances in aerospace science, Plenum Press (1985).
- [36] J. Zeldovich, *The oxidation of nitrogen in combustion and explosions*, Acta Physicochim. **21**, 577–628 (1946).
- [37] H. Kubach, K. Mayer und U. Spicher, *Untersuchungen zur Realisierung einer rußarmen Verbrennung bei Benzin-Direkteinspritzung*, FZKA-BWPLUS, Förderkennzeichen PEF 398004, Universität Karlsruhe (2001).
- [38] T. X. Phuoc, *Laser-induced spark ignition fundamental and applications*, Optics and Lasers in Engineering **44**, 351 – 397 (2006).
- [39] P. D. Freen, *Radio frequency electrostatic ignition system feasibility demonstration*, EISG final report, Etatech, USA (2005).
- [40] M. Kettner, *Zündsysteme magere Gemische*, Vorhaben Nr. 834, Abschlussbericht Band 798, FVV (2004).

- [41] T. X. Phuoc, *Single-point versus multi-point laser ignition: experimental measurements of combustion times and pressures*, Combustion and Flame **122**, 508–510 (2000).
- [42] N. Ozdor, M. Dulger und E. Sher, *Cyclic variability in spark ignition engines a literature survey*, SAE Technical Paper **940987** (1994).
- [43] M. Gleißner, *Analyse von Brennraumströmung, Gemischbildung und Verbrennung am Transparentmotor mit Benzindirekteinspritzung und strahlgeführten Brennverfahren*, Dissertation, TU Darmstadt (2011).
- [44] L. Zimmer, K. Okai und Y. Kurosawa, *Combined laser induced ignition and plasma spectroscopy: Fundamentals and application to a hydrogen-air combustor*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **62**, 1484 – 1495 (2007).
- [45] P. Stavropoulos, A. Michalakou, G. Skevis und S. Couris, *Quantitative local equivalence ratio determination in laminar premixed methane-air flames by laser induced breakdown spectroscopy (LIBS)*, Chemical Physics Letters **404**, 309 – 314 (2005).
- [46] F. Ferioli, P. V. Puzinauskas und S. G. Buckley, *Laser-induced breakdown spectroscopy for on-line engine equivalence ratio measurements*, Appl. Spectrosc. **57**, 1183–1189 (2003).
- [47] T. X. Phuoc, *Laser-induced spark for simultaneous ignition and fuel-to-air ratio measurements*, Optics and Lasers in Engineering **44**, 520 – 534 (2006).
- [48] L. Zimmer und S. Tachibana, *Laser induced plasma spectroscopy for local equivalence ratio measurements in an oscillating combustion environment*, Proceedings of the Combustion Institute **31**, 737 – 745 (2007).
- [49] N. Kawahara, E. Tomita, S. Takemoto und Y. Ikeda, *Fuel concentration measurement of premixed mixture using spark-induced breakdown spectroscopy*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **64**, 1085 – 1092 (2009).
- [50] T. Fansler, B. Stojkovic, M. Drake und M. Rosalik, *Local fuel concentration measurements in internal combustion engines using spark-emission spectroscopy*, Applied Physics B: Lasers and Optics **75**, 577–590 (2002).
- [51] S. H. R. Müller, B. Böhm, M. Gleißner, S. Arndt und A. Dreizler, *Analysis of the temporal flame kernel development in an optically accessible IC engine using high-speed OH-PLIF*, Applied Physics B: Lasers and Optics **100** (2010).
- [52] S. Einecke, C. Schulz, V. Sick, R. Schießl, A. Dreizler und U. Maas, *Two-dimensional temperature measurements in the compression stroke of an SI engine using two-line tracer LIF*, SAE paper **982468** (1998).
- [53] S. Einecke, C. Schulz und V. Sick, *Measurement of temperature, fuel concentration and equivalence ratio fields using tracer LIF in IC engine combustion*, Applied Physics B: Lasers and Optics **71**, 717–723 (2000).

- [54] S. H. R. Müller, S. Arndt und A. Dreizler, *Investigation of fuel/air mixture distribution in an internal combustion engine using high-speed laser induced fluorescence*, European Combustion Meeting, Cardiff, Großbritannien (2011).
- [55] P. D. Ronney, *Laser versus conventional ignition of flames*, Optical Engineering **33**, 510–521 (1994).
- [56] M. A. Tanoff, M. D. Smooke, R. E. Teets und J. A. Sell, *Computational and experimental studies of laser-induced thermal ignition in premixed ethylene-oxidizer mixtures*, Combustion and Flame **103**, 253–280 (1995).
- [57] H. S. Homan und W. A. Sirignano, *Minimum mass of burning aluminum particles for ignition of methane air and propane air mixtures*, Eighteenth Symposium on Combustion, The Combustion Institute 1709–1717 (1982).
- [58] D. Lucas, D. Dunn-Rankin, K. Hom und N. J. Brown, *Ignition by excimer laser photolysis of ozone*, Combustion and Flame **69**, 171–184 (1987).
- [59] M. Lavid und J. G. Stevens, *Photochemical ignition of premixed hydrogen/oxidizer mixtures with excimer lasers*, Combustion and Flame **60**, 195–202 (1985).
- [60] M. S. Chou und T. J. Zukowski, *Ignition of $H_2/O_2/NH_3$, $H_2/Air/NH_3$, and $CH_4/O_2/NH_3$ mixtures by excimer-laser photolysis of NH_3* , Combustion and Flame **87**, 191–202 (1991).
- [61] B. E. Forch und A. W. Miziolek, *Laser-based ignition of H_2/O_2 and D_2/O_2 premixed gases through resonant multiphoton excitation of H and D atoms near 243 nm*, Combustion and Flame **85**, 254–262 (1991).
- [62] B. E. Forch und A. W. Miziolek, *Ultraviolet laser ignition of premixed gases by efficient and resonant multiphoton photochemical formation of microplasmas*, Combust. Sci. Tech. **52**, 151–159 (1982).
- [63] B. E. Forch und A. W. Miziolek, *Oxygen-atom two-photon resonance effects in multiphoton photochemical ignition of premixed H_2/O_2 flows*, Optics Letters **11**, 129–131 (1986).
- [64] H. Ridderbusch, *Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze*, Dissertation, Universität Stuttgart (2008).
- [65] T. X. Phuoc, *An experimental and numerical study of laser-induced spark in air*, Optics and Lasers in Engineering **43**, 113–129 (2005).
- [66] Y.-L. Chen und J. W. L. Lewis, *Visualization of laser-induced breakdown and ignition*, Optics Express **9**, 360–370 (2001).
- [67] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader und NIST ASD Team (2012), *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.0)*, <http://physics.nist.gov/asd> [7. November 2012], National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (2012).

- [68] C. Tropea, A. L. Yarin und J. F. Foss (Hg.), *Springer handbook of experimental fluid mechanics*, Springer-Verlag, Berlin (2007).
- [69] F. Grossmann, P. B. Monkhouse, M. Ridder, V. Sick und J. Wolfrum, *Temperature and pressure dependences of the laser-induced fluorescence of gas-phase acetone and 3-pentanone*, Applied Physics B: Lasers and Optics **62**, 249–253 (1996).
- [70] L. S. Yuen, J. E. Peters und R. P. Lucht, *Pressure dependence of laser-induced fluorescence from acetone*, Appl. Opt. **36**, 3271–3277 (1997).
- [71] J. Reboux und D. Puechberty, *A new approach of PLIF applied to fuel/air ratio measurement in the compression stroke of an optical SI engine.*, SAE Technical Paper **941988** (1994).
- [72] C. Arcoumanis und J. H. Whitelaw, *Fluid mechanics of internal combustion engines - a review*, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science **201**, 57–74 (1987).
- [73] Z. Zhang, *LDA application methods – laser doppler anemometry for fluid dynamics*, Springer-Verlag, Heidelberg (2010).
- [74] S. H. R. Müller, *Analysis of in-cylinder processes of an internal combustion engine with direct-injection using high-speed laser diagnostics*, Dissertation, TU Darmstadt (2012).
- [75] G. E. Elsinga, F. Scarano, B. Wieneke und B. W. van Oudheusden, *Tomographic particle image velocimetry*, Experiments in Fluids **41**, 933–947 (2006).
- [76] D. L. Reuss, R. J. Adrian, C. Landreth, D. T. French und T. D. Fansler, *Instantaneous planar measurements of velocity and large-scale vorticity and strain rate in an engine using particle-image velocimetry*, SAE Technical Paper **1989-02-01** (1989).
- [77] D. L. Reuss, *Cyclic variability of large-scale turbulent structures in directed and undirected IC engine flows*, SAE Technical Paper **2000-01-0246** (2000).
- [78] Y. Li, H. Zhao, Z. Peng und N. Ladommatos, *Analysis of tumble and swirl motions in a four-valve SI engine*, SAE Technical Paper **2001-01-3555** (2001).
- [79] M. F. Reeder, J. W. Crafton, J. Estevadeordal, J. DeLapp, C. McNiel, D. Peltier und T. Reynolds, *Clean seeding for flow visualization and velocimetry measurements*, Experiments in Fluids **48**, 889–900 (2010).
- [80] V. Neubert, P. Leick, R. Stirn und A. Dreizler, *Analysis of in-cylinder air motion in a fully optically accessible 2V-diesel engine by means of conventional and time resolved PIV*, 9th International Symposium on Particle Image Velocimetry – PIV’11, Kobe (2011).
- [81] M. Raffel, C. E. Willert, S. T. Wereley und J. Kompenhans, *Particle image velocimetry – a practical guide*, 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin (2007).

-
- [82] R. J. Adrian und J. Westerweel, *Particle image velocimetry*, Cambridge University Press, Cambridge (2011).
- [83] *Product-Manual for Davis 8.0 – FlowMaster*, LaVision (2010).
- [84] P. Druault, P. Guibert und F. Alizon, *Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data*, Experiments in Fluids **39**, 1009–1023 (2005).
- [85] R. J. Adrian, K. T. Christensen und Z.-C. Liu, *Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields*, Experiments in Fluids **29**, 275–290 (2000).
- [86] J. L. Lumley, *Early work on fluid mechanics in the IC engine*, Annual review of fluid mechanics **33**, 319–338 (2001).
- [87] N. S. Jackson, J. Stokes, M. Sadler, M. R. Heikal, M. Faure und L. Pommier, *Correlation of the combustion characteristics of spark ignition engines with the in-cylinder flow field characterised using PIV in a water analogy rig*, SAE Technical Paper **971637** (1997).
- [88] G. Mie, *Beiträge zur Optik trüber Medien*, Annalen der Physik – Vierte Folge **25**, 376–445 (1908).
- [89] H. C. van de Hulst, *Light scattering by small particles*, Dover Publications, Inc., New York (1981).
- [90] I. Cosadia, J. Borée, G. Charnay und P. Dumont, *Cyclic variations of the swirling flow in a diesel transparent engine*, Experiments in Fluids **41**, 115–134 (2006).
- [91] Thielmann Graphite GmbH & Co. KG, *Datenblatt Kolloidgraphit 43019/a* (2009).
- [92] P. A. Tipler und G. Mosca, *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*, 2. Aufl., Elsevier, München (2004).
- [93] W. Kümmel, *Technische Strömungsmechanik*, 3. Aufl., Teubner, Wiesbaden (2007).
- [94] L. Sirovich, *Turbulence and the dynamics of coherent structures*, Quarterly of Applied Mathematics **45**, 561–590 (1987).
- [95] A. Chatterjee, *An introduction to the proper orthogonal decomposition*, Current Science **78**, 808–817 (2000).
- [96] N. Bittner, *Untersuchung der Brennraumströmung mittels Hochgeschwindigkeits-PIV und deren Einfluss auf die zyklischen Schwankungen im Brennverlauf von Benzinmotoren*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart (2012).

- [97] M. H. Morsy, *Review and recent developments of laser ignition for internal combustion engines applications*, Renewable and Sustainable Energy Reviews **16**, 4849–4875 (2012).
- [98] D. Brüggeman und C. Hüttl, *Stand der Entwicklung bei der Laserzündung*, MTZ - Motortechnische Zeitschrift **03**, 228–231 (2009).
- [99] M. Weinrotter, H. Kopecek, M. Tesch, E. Wintner, M. Lackner und F. Winter, *Laser ignition of ultra-lean methane/hydrogen/air mixtures at high temperature and pressure*, Experimental Thermal and Fluid Science **29**, 569–577 (2005).
- [100] A. Hettinger und A. Kulzer, *Klopfortlokalisierung mittels Mehrfachdruckindizierung zur Analyse der ottomotorischen Verbrennung an der Klopfgrenze*, 8. Tagung Direkteinspritzung im Ottomotor, Haus der Technik 99–125 (2009).
- [101] A. Lofthus und P. H. Krupenie, *The spectrum of molecular nitrogen*, J. Phys. Chem. Ref. Data **6** (1977).
- [102] R. Mavrodineanu und H. Boiteux, *Flame spectroscopy*, John Wiley & Sons Inc., New York (1965).
- [103] F. Wang, J. B. Liu, J. Sinibaldi, C. Brophy, A. Kuthi, C. Jiang, P. Ronney und M. A. Gundersen, *Transient plasma ignition of quiescent and flowing air/fuel mixtures*, IEEE Transaction on Plasma Science **33**, 844–849 (2005).
- [104] M. Bellenoue, S. A. Labuda und M. Engles, *Corona discharge ignition and combustion promotion of methane/air mixtures*, Proceedings of the European Combustion Meeting (2005).

Abstract

Cycle-to-cycle fluctuations in the combustion process in a gasoline engine play a detrimental role for the thermodynamic efficiency and hence increase the fuel consumption. Fluctuations in the air-fuel-ratio λ and variations in the in-cylinder flow field are possible sources of these cycle-to-cycle variations. The aim of this work is to analyze these quantities by laser diagnostics in an optically accessible engine. Moreover, a multi-point ignition system as a promising concept to reduce cycle-to-cycle variations is implemented and evaluated.

The first part of this thesis focuses on measurements of the local air-fuel-ratio. Laser induced breakdown spectroscopy (LIBS) serves to determine local λ values at the ignition location (λ_{ip}). To achieve this goal, we built and calibrated a compact fiber-optical LIBS sensor. The technique enables measurements of λ_{ip} variations for different fuel injection strategies. The results show, that fuel injection into the inlet manifold yields very low cycle-to-cycle variations of λ_{ip} , whereas for direct injection larger fluctuations occur. Additionally, the measurements facilitate the analysis of correlations between λ_{ip} variations and the combustion dynamics. We observe, that λ_{ip} fluctuations are not the major source for cycle-to-cycle variations in the combustion process. Moreover, the experiments identify insufficient lean λ_{ip} values as a main source of misfires in lean combustions.

In an extended experimental setup, we simultaneously apply laser induced fluorescence (LIF) and LIBS measurements. This combination enables a calibration of LIF images by LIBS, yielding two-dimensional λ distributions. We record calibrated LIF images for different fuel injection strategies. The results indicate, that the injection into the inlet manifold leads to an almost perfectly uniform mixture. For direct injection, considerable λ gradients, which increase with later injection timings, occur. In addition, the combination of LIF and LIBS allows investigations of the spatial mapping between ignition location and fuel distribution for stratified operation modes.

The second part of this thesis deals with the analysis of the in-cylinder flow field by high-speed particle image velocimetry (PIV). The PIV setup involves solid particles as tracers, which permits measurements at firing top dead center, during fuel injection and during the combustion process itself. The flow field is analyzed during the entire intake and compression phase. In particular, the data show the formation and decay of a prominent large-scale tumble structure. Moreover, we investigate the interaction between direct fuel injection and the in-cylinder flow

field. The data exhibit significant cycle-to-cycle variations of the flow field. The kinetic energy, turbulent kinetic energy, tumble ratio and tumble center location serve to characterize these variations. Measurements in fired engine operation enable studies on the effect of such fluctuations upon the combustion process. As a small extension of the PIV setup, the motion of the combustion flame is imaged simultaneously to the flow field. We find, that at stoichiometric operation variations in the kinetic energy of the flow field are the major source for cycle-to-cycle variations of the combustion process. At lean operation, the flow field induces a considerable macroscopic motion of the flame kernel, which significantly affects the combustion speed. This phenomenon is especially dominant at lean operation. In this case, the flame propagation is slower and the time slot for macroscopic variations of the flame kernel is significantly longer. Thus, at lean operation, it is mainly the large-scale flow structure which leads to cycle-to-cycle variations in the combustion process. Variations of the kinetic energy are of minor importance in this case.

In order to reduce the cycle-to-cycle variations of the combustion process, we apply and evaluate a multi-point ignition system. Laser induced ignition drives up to three spatially separated ignition locations. Flame visualization and thermodynamic pressure analysis serve to evaluate the combustion process. The multiple ignition locations lead to a significantly faster combustion and lower cycle-to-cycle fluctuations. In particular, at lean operation, the faster combustion reduces the time for macroscopic variations of the flame by the flow field. This effect extends the lean combustion limit considerably, enabling a homogeneous lean combustion process. As an advantage of the lean combustion, we get a smaller fuel consumption and very low NO_x emissions. We analyze which effect the ignition strategy has at operating with exhaust gas recirculation (EGR). Similar to lean operation, the multi-point ignition enables a significant increase of the EGR operation limit, which reduces the NO_x emissions effectively. Finally, we consider knocking of the engine. We find, that the knocking amplitude decreases after an optimization of the ignition location and also under conditions of multi-point ignition. Thus, multi-point ignition reduces the cycle-to-cycle variations of the combustion process significantly, and hence yields advantages for engine operation.

Publikationen und Tagungsbeiträge

Publikationen

M. Buschbeck, F. Büchler, T. Halfmann, S. Arndt

Laser-induced breakdown spectroscopy for lambda quantification in a direct-injection engine.

Spectrochimica Acta Part B **74-75**, 103–108 (2012)

M. Buschbeck, N. Bittner, T. Halfmann, S. Arndt

Dependence of combustion dynamics in a gasoline engine upon the in-cylinder flow field, determined by high-speed PIV.

Experiments in Fluids **53**, 1701–1712 (2012)

Weitere Publikationen, die nicht zentral mit dem Thema der Dissertation verbunden sind:

F. Beil, M. Buschbeck, G. Heinze, T. Halfmann

Light storage in a doped solid enhanced by feedback-controlled pulse shaping.

Physical Review A **81**, 053801 (2010)

Tagungsbeiträge

M. Buschbeck, F. Büchler, T. Halfmann, S. Arndt

Laser-induced breakdown spectroscopy for local lambda quantification in a direct-injection transparent engine.

6th Euro-Mediterranean Symposium on Laser-Induced Breakdown Spectroscopy – Izmir, Türkei (2011)

Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen sehr herzlich danken, die mich im Laufe meiner Promotion in den letzten Jahren unterstützt haben.

Thomas Halfmann – Vielen Dank, dass du dich bereit erklärt hast, meine externe Arbeit bei Bosch zu begleiten. Du hast aus der Ferne das richtige Maß zwischen Betreuung und Freiheit sehr gut getroffen. Ich danke dir für deine wertvollen Anregungen während der vielen Treffen und für die konstruktive Zusammenarbeit. Zudem danke ich **Professor Andreas Dreizler** für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Stefan Arndt – Bei dir möchte ich mich besonders herzlich für deine tolle fachliche und persönliche Unterstützung in den letzten Jahren bedanken. Selbst in deinem verdienten Ruhestand standest du immer für Diskussionen und Ratschläge zur Verfügung. Auch warst du maßgeblich dafür verantwortlich, dass ich mich überhaupt erst für eine Promotion bei Bosch entschieden habe. Vielen Dank für alles!

Ein großer Dank geht auch an meine beiden ehemaligen Diplomanden **Frank Büchler** und **Nikolaj Bittner**. Ihr habt durch eure tatkräftige Unterstützung wesentlich zu den Ergebnissen dieser Arbeit beigetragen. Auch war das Bedienen und Reinigen des Transparentmotors mit vier Händen immer deutlich angenehmer und kurzweiliger als nur mit Zweien. Ich habe die Zusammenarbeit mit euch sehr genossen und wünsche euch alles Gute für die Zukunft.

Philippe Leick – Vielen Dank, dass du mich an deinem unerschöpflichen Wissen und deinen nützlichen Makroprogrammen hast teilhaben lassen. Insbesondere deine detaillierten Korrekturvorschläge während der Schlussphase meiner Arbeit waren für mich sehr hilfreich. Ebenfalls danke ich **Roman Grzeszik** für die gute Zusammenarbeit und die maßgebliche Hilfe bei der Einarbeitung in die Thematik.

Meinen Mitdoktoranden **Daniel Hertler**, **Jan Dyckmans**, **Sebastian Müller**, **Vinzenz Neubert**, **Eva Brußies** und **Axel Maier** möchte ich für die gegenseitige Unterstützung und die tolle Arbeitsatmosphäre in „Zelle 3“ danken. Ich wünsche euch für die Zukunft alles Gute und hoffe, dass wir auch weiter in Kontakt bleiben.

Martin Noack, Andreas Herzig, Ralf Köhler und Bernd Hüttel – Ohne euch wäre die Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen. Egal, ob beim Betrieb oder der Reparatur des Motorprüfstandes, bei Softwareproblemen oder elektronischen Fragestellungen, auf eure Unterstützung konnte ich mich einfach immer verlassen – Vielen Dank!

Jürgen Raimann – Obwohl wir nur eine relativ kurze Zeit zusammenarbeiten durften, möchte ich dir dennoch ausdrücklich dafür danken. Du hast mir in den letzten Monaten stets den Rücken freigehalten und mir somit die notwendigen Freiräume für das Abschließen der Promotion gelassen. Für die Zukunft mit „deiner“ CR/AED2-SP wünsche ich dir alles Gute und viel Erfolg.

Abschließend möchte ich mich bei allen weiteren Mitarbeitern der **CR/AED2-SP** der Robert Bosch GmbH für die kollegiale Zusammenarbeit und die spannende Zeit auf der Schillerhöhe bedanken.

Stuttgart, April 2013

Martin Buschbeck

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Stuttgart, 12. April 2013

(Martin Buschbeck)